ORSAY
N° d'ordre : 2591

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR D'ETAT
Spécialité : SCIENCES PHYSIQUES

par

Jacques BLONS

ETATS ASYMETRIQUEMENT DEFORMES DES ISOTOPES DU THORIUM AU COURS DU PROCESSUS DE FISSION

Soutenue le 27 mai 1982, devant la Commission d'Examen

MM.	H. SERGOLLE	Président
	K. DIETRICH	Examinateurs
	R. JOLY	
	A. MICHAUDON	
	D. PAYA	

ORSAY
N° d'ordre : 2591

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR D'ETAT
Spécialité : SCIENCES PHYSIQUES

par

Jacques BLONS

ETATS ASYMETRIQUEMENT DEFORMES DES ISOTOPES DU THORIUM AU COURS DU PROCESSUS DE FISSION

Soutenue le 27 mai 1982, devant la Commission d'Examen

MM.	H. SERGOLLE	Président
	K. DIETRICH	
	R. JOLY	Examinateurs
	A. MICHAUDON	
	D. PAYA	

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

AVANT-PROPOS

Le travail présenté dans ce mémoire a été effectué dans les laboratoires du Commissariat à l'Energie Atomique de Saclay et du Centre de l'Euratom à Geel (Belgique).

C'est une tâche agréable que de remercier tout ceux qui, de près ou de loin, y ont collaboré.

M. le Professeur H. Sergolle a accepté de présider la commission d'examen, M. le Professeur K. Dietrich, M. R. Joly, M. A. Michaudon et M. D. Paya d'y participer ; je les en remercie vivement.

M. R. Joly, Chef du Service de la Métrologie et de la Physique neutronique du CEN Saclay, m'a assuré de son soutien constant tout au long de ce travail.

M. A. Michaudon, auprès de qui je me suis initié aux expériences neutroniques et plus particulièrement à celles concernant la fission, a toujours montré de l'intérêt pour les résultats présentés dans cette thèse.

Ce travail est le fruit d'une collaboration étroite avec M. D. Paya, auprès de qui j'ai toujours trouvé aide et conseils.

La bonne mise en oeuvre des expériences doit beaucoup au travail d'équipe, effectué dans une ambiance amicale avec M. C. Mazur, M. D. Paya, M. M. Ribrag et M. H. Weigmann et aux soins apportés à la fabrication du détecteur par M. P. Bisenius et l'équipe de l'atelier du DPh-N/MF.

Je remercie particulièrement M. D. Gogny, M. M. Martinot et M. H. Nifenecker, pour leurs conseils et enseignements.

L'intérêt que M. A. Bohr, M. K. Dietrich, M. S.E. Larsson, M. G. Leander, M. B. Leroux, M. P. Möller, M. B. Mottelson, M. S.G. Nilsson, M. R. Nix et M. C. Signarbieux ont porté à ces résultats a été très apprécié.

Enfin c'est grâce à Mme P. Gugenberger et à son équipe que la préparation matérielle de ce manuscrit a été assurée. Je remercie Mme Th. Lecuyer, M. D Bouziat, Mme R. Chevaux et M. J. Matuszek pour leur gentillesse et leur patience méritoire.

TABLE DES MATIERES

pp.

INTRODUCTION. 1

Chapitre I. BARRIERES DE FISSION ET "ANOMALIE DU THORIUM"..... 7

I.1. Modèle macroscopique 7

I.2. Insuffisances du modèle de la goutte liquide..... 12

a) La fission asymétrique 13

b) La déformation des actinides dans leur état fondamental..... 13

c) Les isomères de forme 13

d) L'effet de structure intermédiaire 14

e) La présence de résonances larges au voisinage du seuil..... 16

I.3. Méthode macroscopique-microscopique 17

I.4. Modèles microscopiques..... 24

a) Modèle en couches..... 25

b) Méthode de Hartree-Fock..... 25

I.5. L'"Anomalie du thorium" 27

Chapitre II. TECHNIQUES ET CONDITIONS EXPERIMENTALES..... 33

II.1. Introduction..... 33

II.2. Choix de la réaction 33

a) Généralités 33

b) La source de neutrons 36

II.3. Détecteur de fission 37

a) Choix du détecteur 37

b) Types de scintillateurs gazeux utilisés au DPh-N/MF 39

c) Etude des effets parasites 42

d) Ensemble de détection utilisé pour les réactions $^{230,\ 232}Th(n,f)$..... 46

II.4. Fonction de résolution..... 48

II.5. Dispositif de mesure de l'anisotropie des fragments de fission... 52

II.6. Conditions expérimentales 53

II.7. Normalisation 57

Chapitre III. RESULTATS EXPERIMENTAUX.....

III.1. Résultats expérimentaux (ce travail) .....

a) Réaction $^{232}Th(n,f)$, 1ère expérience (AL 60).....

b) Réaction $^{232}Th(n,f)$, 2ème expérience (AL 60).....

c) Réaction $^{232}Th(n,f)$, 3ème expérience (Al 60).....

d) Réaction $^{232}Th(n,f)$, 4ème expérience (Gelina).....

e) Réaction $^{230}Th(n,f)$ (Gelina).....

III.2. Comparaison avec les résultats d'autres laboratoires.....

a) ^{233}Th .....

b) ^{231}Th .....

Chapitre IV. MODELE D'ANALYSE .....

IV.1. Introduction .....

IV.2. Formation du noyau composé .....

IV.3. Désexcitation du noyau composé par émission de neutrons.....

IV.4. Désexcitation du noyau composé par émission de rayons γ.....

IV.5. Application à ^{230}Th + n. .....

IV.6. Application à ^{232}Th + n. .....

IV.7. Désexcitation du noyau composé par fission.....

a) Etats de rotation .....

b) Calcul de transmission de barrières.....

Chapitre V. ANALYSE DE LA SECTION EFFICACE ET DES DISTRIBUTIONS ANGULAIRES DES FRAGMENTS DE FISSION DE LA REACTION ^{230}Th(n,f).....

V.1. Introduction .....

V.2. Identification et propriétés des états de la structure fine située aux environs d'une énergie de neutrons de 710 keV, de la réaction ^{230}Th(n,f). .....

V.3. Option n° 1 : Etats du noyau composé dans le second puits.....

V.4. Option n° 2 : Etats collectifs simples dans le second puits.....

V.5. Option n° 3 : Etats collectifs simples dans le troisième puits.....

V.6. Comparaison avec d'autres analyses.....

V.7. Conclusion.....

Chapitre VI. ANALYSE DES SECTIONS EFFICACES ET DISTRIBUTIONS ANGULAIRES DE LA REACTION ^{232}Th(n,f). .....

VI.1. Introduction .....

VI.2. Analyse de l'anisotropie des fragments de fission 123
VI.3. Analyse des structures fines..... 128
VI.4. Comparaison avec d'autres analyses 135

Chapitre VII. DISCUSSION 139

VII.I. Introduction 139
VII.2. L'asymétrie en fission nucléaire 139
VII.3. Dédoublement de parités 142
VII.4. Des états déformés dans le fondamental aux états métastables très déformés asymétriques 147
a) Moments d'inertie. 147
b) Moments quadrupolaires 152
VII.5. Temps caractéristiques 153
a) Périodes isomériques 153
b) Durée de vie des états métastables du troisième puits..... 153
c) Période de retournement 155
VII.6. Les candidats au troisième minimum 155

CONCLUSION 163

RESUME 167

ANNEXE I. DISTRIBUTIONS ANGULAIRES DES FRAGMENTS DE FISSION 171

ANNEXE II. TRANSMISSION D'UNE GRILLE 175

ANNEXE III. CALCUL DU DECALAGE $\Delta E_{+,-}$ DES ETATS DE PARITES POSITIVE ET NEGATIVE DANS LE CADRE DE L'APPROXIMATION WKB..... 183

REFERENCES 189

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543515_0018

INTRODUCTION

Les premières irradiations par neutrons de cibles d'uranium naturel eurent lieu en 1934 par E. Fermi [Fe 34]. L'hypothèse de formation d'éléments transuraniens produits par désintégrations β, après capture de neutrons, fut le point de départ de recherches intenses. Après une période de confusion qui dura de 1934 à 1938, I. Curie et P. Savitch [CS 38] ainsi que O. Hahn et F. Strassmann [HS 38-39] mirent en évidence la formation d'un radioélément ayant les propriétés d'une terre rare. La confirmation du phénomène de fission, fragmentation d'un noyau lourd en deux noyaux plus légers, fut apportée par F. Joliot [Jo 39] , L. Meitner et O.R. Frisch [MF 39] au moyen de méthodes physiques.

Dès 1939, N. Bohr and J.A. Wheeler [BW 39] tentèrent une approche théorique du processus de fission ; se basant sur l'hypothèse que celui-ci est avant tout un phénomène d'ordre collectif, ils assimilèrent le noyau fissionnant à une goutte liquide. Dans un tel noyau, les particules sont soumises à deux forces en compétition : la première résulte de la répulsion coulombienne entre particules chargées, la seconde provient de l'attraction nucléaire entre particules voisines dont la résultante est nulle à l'intérieur de la goutte et dirigée vers le centre à la surface, ce qui donne lieu à une tension superficielle. L'étude de la variation de l'énergie potentielle d'un noyau assimilé à une goutte de matière nucléaire en fonction de sa déformation montre qu'au voisinage de la forme sphérique, l'augmentation de l'énergie de surface est toujours beaucoup plus rapide que la diminution de l'énergie coulombienne. Le noyau est donc "piégé" dans un puits de potentiel. Pour les noyaux lourds, l'énergie coulombienne l'emporte aux plus grandes déformations, créant ainsi une situation instable. Le puits de potentiel est alors relié,par l'intermédiaire d'un col, à une vallée de déformation croissante. Le sommet de ce col est appelé "point-selle" : sa hauteur par rapport au fond du puits n'est,pour les actinides, que de quelques MeV, à comparer aux 2000 MeV de l'énergie potentielle totale du noyau. La déformation à partir de laquelle les fragments de fission

déjà préformés dans le noyau excité se séparent, définit le point de scission

La figure 0.1 présente, en a) une coupe dans la surface d'énergie potentielle calculée suivant le modèle de la goutte liquide. La pénétrabilité d'une barrière parabolique s'écrit suivant la formule de Hill et Wheeler, [HW 53].

$$T = \left| 1+\exp \left(- 2\pi \frac{E^* - E_f}{\hbar\omega} \right) \right|^{-1}$$

E^* est l'énergie d'excitation du noyau fissionnant, E_f la hauteur de la barrière et $\hbar\omega$ caractérise l'épaisseur de la barrière.

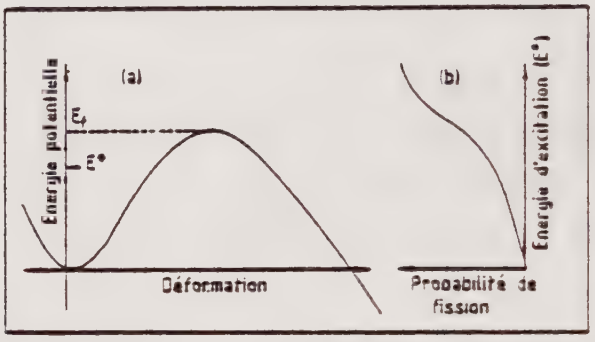


Fig. 0.1.a) Barrière de potentiel calculée en fonction de la déformation du noyau, suivant le modèle de la goutte liquide.
b) Probabilité de fission en fonction de l'énergie d'excitation E^*.

Le modèle de la goutte liquide prévalut jusqu'aux années 60, bien qu'il ne rende compte ni de la fission asymétrique, ni de la déformation des actinides dans leur état fondamental.

Avec la découverte des isomères de fission,[Po 62] et de l'effet de structure intermédiaire dans la section efficace de fission en dessous du seuil, [Pa 68, Fu 68], l'étude de la fission nucléaire connut un renouveau d'intérêt. Ces découvertes ne furent comprises que lorsque V.M. Strutinsky [St 67, St 68] proposa sa méthode de calcul de l'énergie potentielle d'un noyau en fonction de sa déformation. Dans cette méthode, le caractère collectif du noyau est représenté par le modèle de la goutte liquide et sa structure interne, par la prise en compte des effets de couches et de corrélations de paires. Dans le cas des actinides, cette correction microscopique est négative au voisinage du sommet de la barrière de fission, ce qui a pour effet d'y creuser un puits secondaire encadré par deux maximums. Il en résulte la possibilité de former

le noyau dans des états métastables, dits de classe II, à une déformation beaucoup plus grande que celle des états excités habituels de classe I : si on considère le noyau comme un ellipsoïde de révolution allongé, cette déformation correspond à un rapport deux entre le grand axe et le petit axe. Sur le plan expérimental, l'existence d'un état métastable du noyau, dans le second minimum, se traduit, à l'énergie de cet état, par l'observation d'une résonance dans la section efficace de fission.

La largeur en énergie, Γ, de cette résonance est inversement proportionnelle à la durée de vie, τ, de l'état en vertu de la relation d'incertitude :

$$\Gamma.\tau = \hbar$$

Pour fissionner, le noyau doit franchir les deux barrières du potentiel, illustrées en figure 0.2 a), dans le cas d'un isotope du plutonium. Après le passage de la première barrière, il doit, en l'absence d'état intermédiaire, franchir la seconde au premier essai. Au contraire, avec la présence d'un état métastable dont la durée de vie est τ, le noyau voit sa probabilité d'accéder à la fission fortement augmentée, ce qui donne naissance à une résonance (fig. 0.2.b). Ceci explique, en grande partie, pourquoi les expériences de fission sont tellement utilisées pour l'étude des états à grande déformation de la surface d'énergie potentielle.

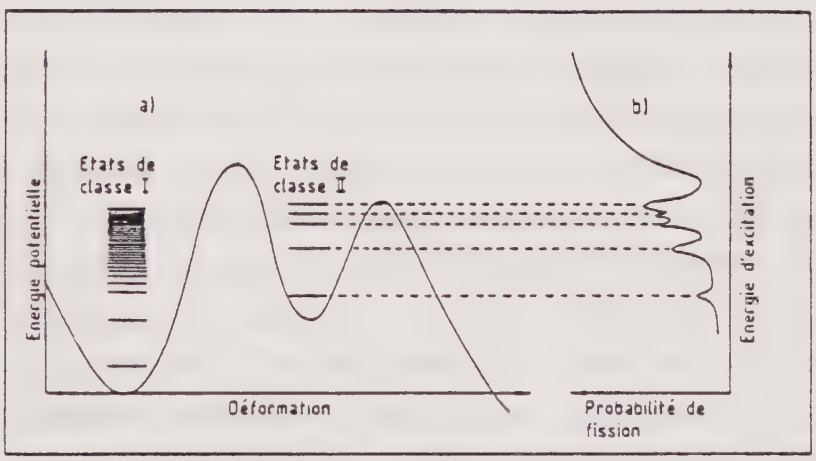


Fig. 0.2.a) Barrière de potentiel calculée en fonction de la déformation du noyau, suivant la méthode de V.M. Strutinsky.

b) Probabilité de fission en fonction de l'énergie d'excitation.

Le succès de la méthode de V.M. Strutinsky incita théoriciens et expérimentateu à intensifier leur effort dans le domaine de la fission. C'est ainsi qu'à la suite de mesures extensives et de calculs plus élaborés, une systématique des maximums

et des minimums a pu être dressée en fonction du nombre de protons et du nombre de neutrons. Il apparut alors un bon accord entre la théorie et l'expérience sauf pour les actinides légers (en particulier les isotopes du thorium). Pour ces noyaux, les valeurs théoriques du premier maximum et du second minimum étaient inférieures de plusieurs MeV à celles déduites de l'expérience. Ces écarts excédaient nettement la précision expérimentale, ($\sim$ 0,5 MeV) et les incertitudes entre valeurs théoriques, ($\sim$ 1 MeV). Plusieurs revues concernant la fission ont été publiées ces dernières années, citons : V.M. Strutinsky et H.C. Pauli [St 69] ; J.E. Lynn [Ly 69] ; K. Dietrich [Di 72]; M.Brack et al. [Br 72]; J.R. Nix [Ni 72] ; A. Michaudon [Mi 73, Mi 76] ; S. Bjørnholm et J.E. Lynn [BLy 80].

Dans les premiers calculs de V.M. Strutinsky [St 67], les symétries du noyau étaient préservées dans son évolution vers la fission.Lorsque les études théoriques se firent plus élaborées, avec la prise en compte de formes de plus en plus complexes du noyau, il apparut sur la carte d'énergie potentielle, des chemins plus favorables pour relier le puits du fondamental à la vallée de la fission. Ces chemins supposent que, lorsque le noyau se déforme, celui-ci perd certaines symétries. C'est ainsi que le premier maximum de la double barrière s'abaisse si le noyau abandonne provisoirement la symétrie axiale (déformation γ). Au niveau du second maximum, la symétrie axiale est retrouvée, mais l'énergie potentielle diminue avec la perte de la symétrie droite-gauche ou symétrie de masse. Dans le cas des isotopes du thorium, où le deuxième maximum est prédominant, la perte de la symétrie droite-gauche a, même, pour conséquence de former un troisième minimum peu profond ($\sim$ 1 MeV). Ce troisième puits pourrait également être responsable d'états métastables ; dans ce cas, le noyau est encore plus déformé avec un rapport trois entre le grand axe et le petit axe. En fait il existe deux troisièmes minimums, correspondant à des déformations octupolaires de signes différents, associées aux deux orientations possibles du noyau. Cette dernière propriété va conduire à un dédoublement de chaque état, en un état de parité paire et un état de parité impaire. Ces nouveaux aspects des spectres rotationnels des noyaux ont été prédits, il y a plus de 25 ans par A. Bohr mais jamais observés expérimentalement. Le présent travail a pour objet l'étude expérimentale des isotopes 231 et 233 du thorium.

On connaissait déjà, dans les réactions ^{230,232}Th (n,f), l'existence de résonances d'une largeur d'environ 50 keV au voisinage du seuil de fission. La figure 0.3 montre l'impossibilité d'expliquer de telles résonances avec une barrière à deux maximums, si comme l'indiquent les calculs, la première barrière est située à une énergie inférieure à l'énergie de liaison d'un neutron B_n. Dans ce cas, les résonances sont situées à une énergie d'excitation, $E_{exc.} \sim B_n + E_n$

(E_n est l'énergie d'un neutron incident) et, à cette énergie, la transmission de la barrière est équivalente à celle présentée dans la figure 0.1. Cependant, nous avons vu que la prise en compte de l'asymétrie de masse pouvait donner lieu à un troisième minimum. Mais, bien que cet effet ait été confirmé par différents auteurs, ceux-ci ne semblent pas être en mesure de décider si ce troisième puits a une existence physique réelle ou s'il est la conséquence d'hypothèses de calcul trop restreintes. Dans ces conditions, il semble justifié de se tourner vers l'expérience: c'est l'objet du présent travail.

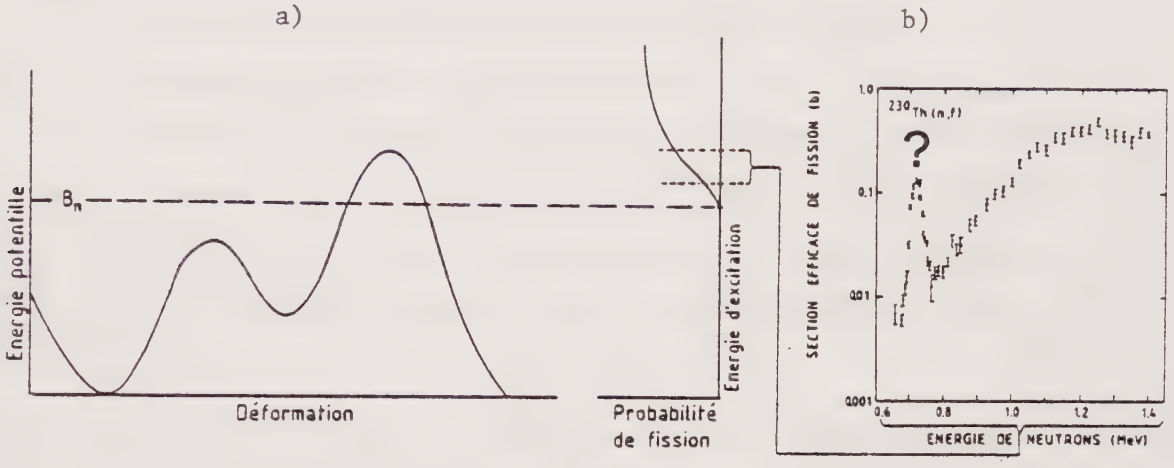


Fig. 0.3.a) Barrière de potentiel calculée en fonction de la déformation du noyau, pour un isotope du thorium et suivant la méthode de V.M. Strutinsky.

b) Probabilité de fission en fonction de l'énergie d'excitation. [Ja 72].

Aux environs d'une énergie de neutrons de l'ordre de 1 MeV, plusieurs valeurs du moment angulaire J^π sont alimentées. Dans l'hypothèse de mouvements collectifs simples (vibration, rotation), la section efficace de fission peut être structurée en autant de composantes que de moments angulaires alimentés, (pour $\Gamma/D \lesssim 1$, Γ est la largeur d'une composante et D l'espacement entre deux niveaux consécutifs). Dans ce cas, il est permis d'espérer séparer ces états ayant des nombres quantiques, J^π, différents si la résolution expérimentale est suffisante. Notre effort s'est donc porté sur l'amélioration de cette résolution expérimentale en énergie.

Le chapitre I rappelle quelques considérations théoriques sur les calculs de barrières de fission effectués à partir de modèles macroscopique, microscopique ou macroscopique-microscopique et pose le problème de l'"anomalie" du thorium.

Le chapitre II décrit les techniques expérimentales utilisées pour mesurer les sections efficaces de fission en réaction (n,f) au voisinage du seuil.

Après avoir présenté nos motivations concernant le choix de la réaction utilisée, nous décrivons le détecteur de fission et discutons des problèmes des résonances parasites et des neutrons rétrodiffusés.

Le chapitre III présente les résultats obtenus dans l'étude expérimentale des réactions $^{230}Th(n,f)$ et $^{232}Th(n,f)$. Il montre également une comparaison avec les résultats obtenus dans d'autres laboratoires.

Le chapitre IV expose le modèle d'analyse permettant de décrire une réactio (n,f). La section efficace de formation du noyau composé, $\sigma_{NC}^{J\pi}$, et les coeffici de transmission dans les voies de sortie neutron et gamma, $(T_N + T_\gamma)^{J\pi}$, sont présentés en fonction de l'énergie de neutron pour chaque valeur, J^π, du momen angulaire et de la parité.

Les chapitres V et VI traitent de l'analyse des sections efficaces et distr butions angulaires obtenues respectivement dans les réactions $^{230}Th(n,f)$ et $^{232}Th(n,f)$.

Enfin le chapitre VII est consacré à l'interprétation des résultats montran de nouveaux aspects des spectres rotationnels des noyaux et de nouvelles forme nucléaires.

Chapitre I

BARRIERES DE FISSION ET "ANOMALIE DU THORIUM"

Dès 1939, c'est-à-dire moins d'un an après la découverte de la fission nucléaire, N. Bohr et J. Wheeler [BW 39] en firent une approche théorique, à l'aide du modèle de la goutte liquide. Celle-ci, de par les hypothèses de départ, ne pût être qu'approximative.

En 1967, V.M. Strutinsky [St 67] proposa un modèle plus élaboré pour expliquer, d'une façon satisfaisante, différentes propriétés du phénomène de fission.

Cependant, le traitement le plus complet du processus de fission serait l'étude du mouvement des 230 à 240 nucléons composant le système. Une telle approche s'avère extrèmement complexe, aussi l'étude de la fission a-t-elle débuté par des modèles simplifiés. Les modèles étudiés peuvent se classer en trois catégories appelées : macroscopique, macroscopique-microscopique et microscopique.

I.1. MODELE MACROSCOPIQUE

L'application du modèle de la goutte liquide (MGL) à la fission a pour origine la théorie de N. Bohr et J.A. Wheeler [BW 39] du noyau composé qui suppose que l'énergie de la particule capturée se distribue rapidement entre tous les nucléons avec un libre parcours moyen inférieur au rayon du noyau. Dans ce modèle, le noyau est assimilé à une goutte liquide uniformément chargée et incompressible (donc de volume constant). L'interaction nucléaire entre nucléons est forte et à courte portée par rapport aux dimensions du noyau. Elle est en moyenne attractive. Le noyau atteint sa forme d'équilibre lorsque la tension superficielle compense la répulsion coulombienne entre protons.

Le calcul de l'énergie potentielle se fait à l'aide de la formule semi-empirique

de masse de Weizsäcker [We 35] ou de Myers et Swiatecki [MS 66, MY 69, MS 69].

La masse M(Z,N) d'un noyau comportant Z protons et N neutrons s'écrit : $M(Z,N) = ZM_H + (A-Z)M_n - B(Z,N)$, l'énergie de liaison B(Z,N) étant la somme d'une énergie de volume, $a_v A$, de l'énergie de surface, $-a_s A^{2/3}$, de l'énergie coulombienne $-a_c Z^2/A^{1/3}$, de l'énergie d'asymétrie, $-a_a (N-Z)^2/A$ et d'un terme d'énergie d'appariement, $\delta(A)$:

$$M(Z,N) = ZM_H + (A-Z)M_n - a_v A + a_s A^{2/3} + a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} + a_a \frac{(N-Z)^2}{A} - \delta(A)$$

Les valeurs des constantes (a_v, a_s, a_c, a_a) sont obtenues par ajustement aux données expérimentales, par exemple :

$$a_v = 15{,}68 \text{ MeV} \quad a_s = 18{,}56 \text{ MeV} \quad a_c = 0{,}717 \text{ MeV} \quad a_a = 28{,}1 \text{ MeV}.$$

Le terme d'énergie d'appariement, $\delta(A)$ est égal à :

$$\begin{cases} 34\ A^{-3/4} \text{ MeV} \\ 0 \\ -34\ A^{-3/4} \text{ MeV} \end{cases} \quad \text{pour des noyaux} \quad \begin{cases} \text{pair-pair} \\ \text{pair-impair ou impair-pair} \\ \text{impair-impair} \end{cases}$$

Dans le modèle de la goutte liquide, seuls deux termes varient avec la déformation : l'énergie coulombienne et la tension superficielle. La forme de la goutte peut être obtenue au moyen d'un rayon vecteur $R(\theta,\phi)$ décrivant sa surface à partir d'une origine. Le développement multipolaire en harmoniques sphériques de ce rayon vecteur s'écrit :

$$R(\theta,\phi) = C\, R_o \left[1 + \sum_{\lambda=1}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \alpha_{\lambda\mu}\, Y_{\lambda\mu}(\theta,\phi) \right] \qquad (I.2)$$

$R_o = r_o A^{1/3}$ est le rayon de la goutte sphérique, C un coefficient assurant la conservation de volume et $\alpha_{\lambda\mu}$ les paramètres collectifs de déformation. $\lambda=2$ et $\lambda=3$ correspondent respectivement aux déformations quadrupolaire et octupolaire (fig. I.1).

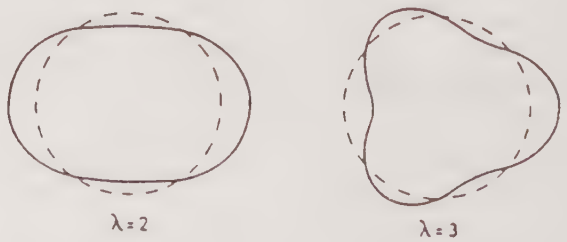


Fig. I.1-Déformations quadrupolaire ($\lambda = 2$) et octupolaire ($\lambda = 3$).

Si l'on suppose que le noyau conserve un axe de symétrie, la forme de la goutte peut être représentée par une somme de polynômes de Legendre ; le rayon vecteur $R(\theta)$ qui décrit l'enveloppe du noyau, devient dans ce cas :

$$R(\theta) = C.\ R_o\left[1 + \sum_n \alpha_n P_n\ (\cos\ \theta)\right] \qquad (I.3)$$

La somme de l'énergie de surface, E_S, et de l'énergie coulombienne, E_C, est alors :

$$E_S + E_C = 4\pi(r_o\ A^{1/3})^2\ O\ [1 + 2\alpha_2^2/5 + 5\alpha_3^2/7 + \ldots$$
$$+ (n-1)\ (n+2)\ \alpha_n^2/2\ (2n+1)\ldots.] + 3(Ze)^2/5\ r_o A^{1/3}[1-\alpha_2^2/5-10\alpha_3^2/49 -$$
$$\ldots - 5(n-1)\alpha_n^2/(2n+1)^2 - \ldots] \qquad (I.4)$$

O est le coefficient de tension superficielle.

En limitant aux termes en α_2^2 la variation de l'énergie superficielle et de l'énergie coulombienne, celle-ci s'écrit :

$$4\pi r_o^2\ O\ A^{2/3}(2/5)\ \{1 - (Z^2/A)\ (e^2/10(4\pi/3)r_o^3\ O\ )\}\ \alpha_2^2 \qquad (I.5)$$

où il apparaît une valeur critique de Z^2/A : $\left(\frac{Z^2}{A}\right)_{crit.} = 10(4\pi/3)r_o^3\ O\ /e^2$, pour laquelle le noyau est instable vis-à-vis de sa déformation.

$$\left(\frac{Z^2}{A}\right)_{crit.} = 48{,}4$$

Ceci peut s'expliquer de la façon suivante : lorsque le noyau se déforme sa surface augmente et donc aussi son énergie superficielle, par contre l'énergie coulombienne diminue. Si l'accroissement de l'énergie superficielle est supérieur à la diminution de l'énergie coulombienne, le noyau tend à revenir vers l'état fondamental par des oscillations amorties ; il se désexcite par émissions de particules et de rayons γ. Dans le cas contraire, les forces coulombiennes répulsives sont supérieures aux forces de surface attractives et la déformation du noyau augmente jusqu'à la fission.

La valeur $(Z^2/A)_{crit.}$ délimite la stabilité des noyaux vis-à-vis de la fissio spontanée. Le rapport $\chi = (Z^2/A)/(Z^2/A)_{crit.}$ est appelé paramètre de fissibilité il caractérise la facilité avec laquelle le noyau peut fissionner, il vaut de 0,7 à 0,8 pour les actinides.

Le développement en α_2 correspond aux déformations du type le plus simple, on doit en principe considérer un espace à plusieurs dimensions en α_n de la formule (I.3). En se limitant à un petit nombre de dimensions pour des considérations pratiques, les figures I.2 et I.3 montrent comment varient en fonction de α_2 et α_4 la forme de la goutte et la surface d'énergie potentielle. Cette surface présente en A un col appelé "point-selle" qui est la frontière entre un puits de potentiel correspondant à la forme sphérique et une vallée conduisant, d'une façon irréversible, le noyau jusqu'à la scission lorsque sa déformation augmente. Les vallées 2, 3 et 4 correspondent respectivement aux modes de fission binaire ternaire et quaternaire , avec des probabilités fonction de la hauteur des cols cette hauteur est caractéristique du seuil de fission, la valeur la plus faible étant atteinte pour la fission binaire.

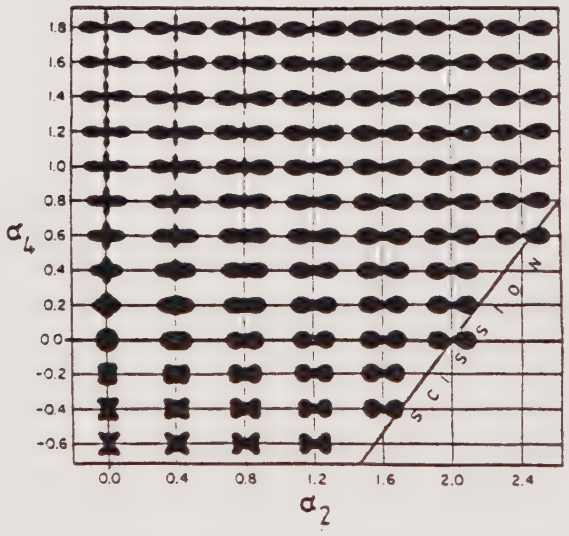


Fig. I.2. Exemple de vues en coupe d'u goutte liquide déformée en fonction des paramètres α_2 et α_4, [CS 62].

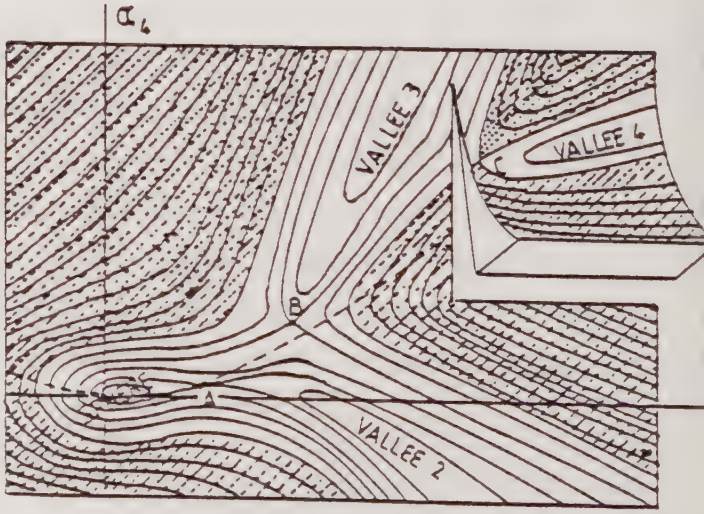


Fig. I.3. Vue schématique de la surface d'énergie potentielle dans le plan α_2, α_4 (et α_6 pour la fission quaternaire). Les vallées 2, 3 et 4 correspondent respectivement aux fissions binaire , ternaire et quaternaire , [Sw 55].

La figure I.4.a) présente une coupe dans la surface d'énergie potentielle le long d'une trajectoire allant de la forme sphérique jusqu'à la scission.

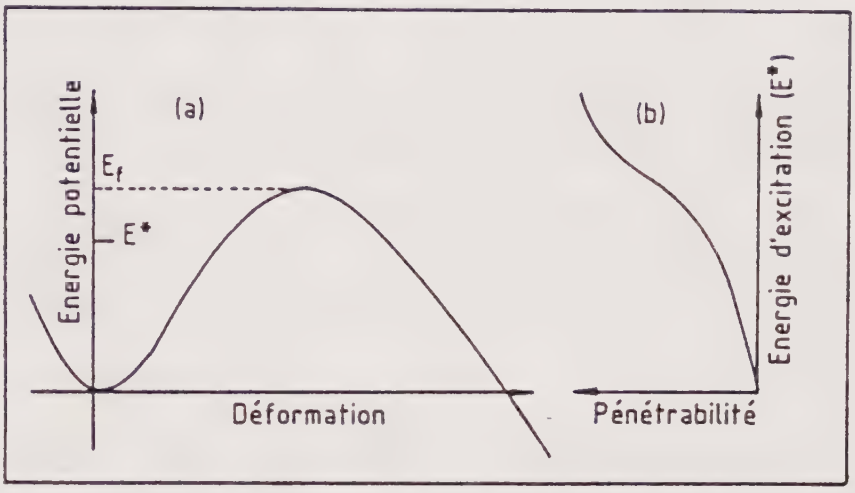


Fig. I.4. a) Coupe dans la surface d'énergie potentielle en fonction de la déformation.
I.4. b) Pénétrabilité de la barrière en fonction de l'énergie d'excitation.

Les seuils de fission et les périodes de fission spontanée peuvent être interprétés par une telle forme de barrière dont les paramètres sont la hauteur E_f par rapport à l'énergie de l'état fondamental et la courbure $\hbar\omega$ caractérisant la largeur. La courbure de la barrière incorpore généralement le paramètre d'inertie associé au mouvement collectif dans la voie de fission.

En supposant la barrière de la forme d'un oscillateur harmonique inversé, la fréquence ω de l'oscillateur qui caractérise la courbure de la barrière est donnée par la constante C de la force de rappel de l'oscillateur et le paramètre d'inertie B

$$\omega = (C/B)^{1/2}$$

La pénétrabilité d'une barrière, (fig. I.4.b), de forme parabolique, s'écrit, d'après Hill et Wheeler, [HW 53] :

$$T = \left| 1 + \exp\left(-2\pi \frac{E^* - E_f}{\hbar\omega} \right) \right|^{-1}$$

où, $\hbar\omega$ caractérise l'épaisseur de la barrière et E^*, l'énergie d'excitation du noyau fissionnant.

I.2. INSUFFISANCES DU MODELE DE LA GOUTTE LIQUIDE

Le modèle de la goutte liquide ne permet d'expliquer les seuils de fission et les périodes de fission spontanée que d'une façon approchée, par exemple, la valeur calculée de E_f pour les actinides varie de 15 à 4 MeV alors que les valeurs expérimentales sont groupées autour de 6 MeV (fig. I.5).

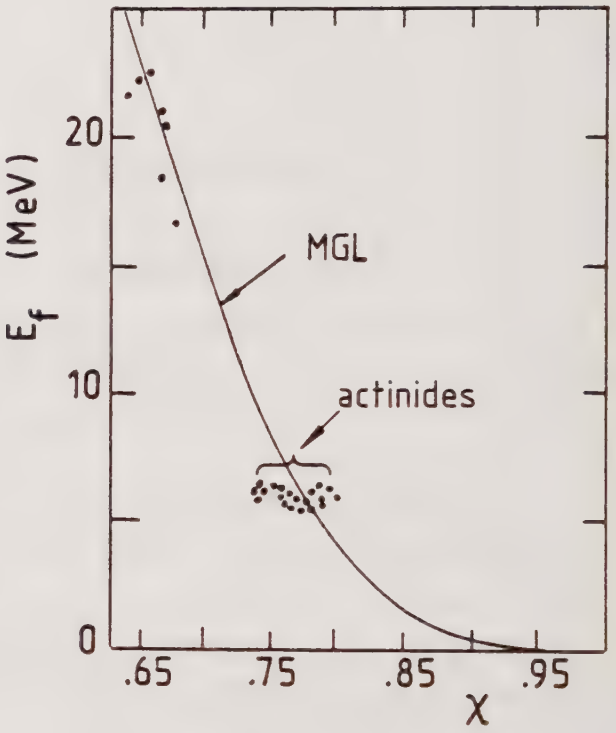


Fig. I.5. Seuils de fission en fonction du paramètre de fissilité, χ, la courbe en trait plein indique la hauteur de la barrière de fission dans le modèle de la goutte liquide.

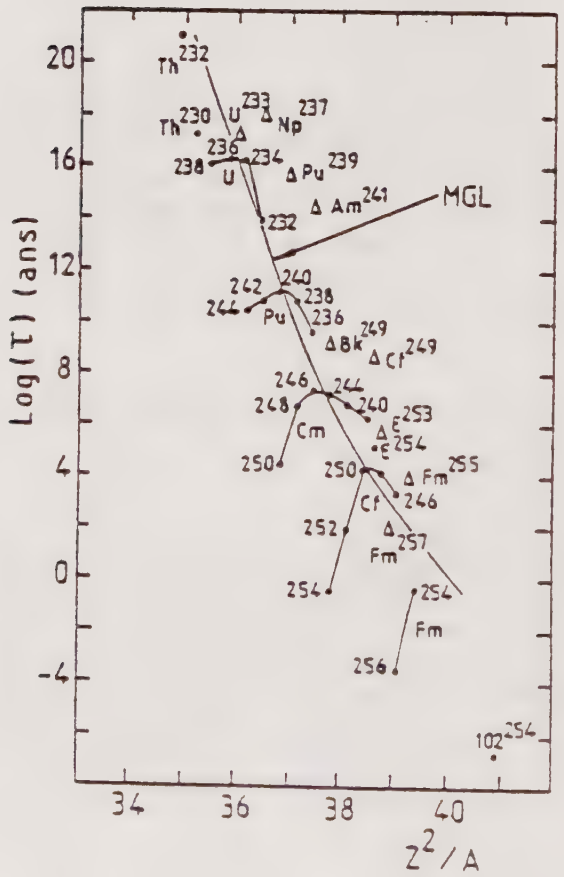


Fig. I.6. Périodes de fission spontanée, τ, en fonction de Z^2/A, la courbe indiquée MGL, représente la variation de τ en fonction de Z^2/A, calculée d'après le modèle de la goutte liquide.

La figure I.6 montre également que le modèle de la goutte liquide prévoit une décroissance monotone des périodes de fission spontanée en fonction du paramètre Z^2/A et ne rend compte ni des variations de celles-ci en fonction de N, ni de l'influence de la parité.

Le modèle de la goutte liquide est, d'autre part, incapable d'expliquer les faits expérimentaux tels que la fission asymétrique, la déformation quadrupolaire des actinides dans leur état fondamental, les isomères de forme, l'effet de structure intermédiaire dans les résonances et la présence de structures résonantes au voisinage du seuil de fission.

a) La fission asymétrique.

Le modèle de la goutte liquide prévoit une fragmentation du noyau en deux masses égales ; or, pour la plupart des actinides, la fission, induite par neutrons lents, donne lieu à deux fragments de masses très différentes. Les fragments lourds, voisins des nombres magiques Z = 50 et N = 82 sont favorisés. L'asymétrie en masse des fragments est liée à l'existence de couches. Le bilan en énergie est, en effet, favorable à la fission asymétrique ; ce n'est qu'en augmentant l'énergie d'excitation que l'on atteint la fission symétrique.

b) La déformation des actinides dans leur état fondamental.

Les données expérimentales montrent que les actinides dans leur état fondamental ont une valeur du moment quadrupolaire électrique de l'ordre de 11 b. Par exemple pour ^{238}U :

$$Q = 11,12 \pm 0,07 \text{ b} \quad [Lö\ 70].$$

Ceci implique que, même dans leur état fondamental, ces noyaux ne sont pas sphériques. Ils possèdent, en première approximation, la forme d'un ellipsoïde de révolution. Les mesures de ces moments quadrupolaires donnent une valeur voisine de 1,3 pour le rapport grand axe sur petit axe de l'ellipsoïde, ($c/a \sim 1,3$).

c) Les isomères de forme.

Un premier état isomérique de ^{242}Am, qui se désexcitait par fission avec une période de 14 ms, a été découvert à Doubna en 1962, [Po 62]. On a depuis mis en

évidence, par différentes méthodes, environ 40 isomères de fission dans la région allant de l'uranium au berkélium avec des périodes variant de quelques ps à 14 ms comme on peut le constater dans le tableau I.1. Cette fission isomérique est, bien entendu, inexpliquée par le modèle de la goutte liquide.

Tableau I.1

Périodes d'isomères de fission (ns)

Z \ N	141	142	143	144	145	146	147	148	149	150	151
97					^{242}Bk 600 9	^{243}Bk 2	^{244}Bk 820	^{245}Bk 2			
96				^{240}Cm 55 0,01	^{241}Cm 15	^{242}Cm 180 0,04	^{243}Cm 42	^{244}Cm > 100 ≤ 0,05	^{245}Cm 13		
95		^{237}Am 5	^{238}Am 35000	^{239}Am 163	^{240}Am $0,9\times10^{6}$	^{241}Am 1500	^{242}Am 14×10^{6}	^{243}Am 5200	^{244}Am $1,1\times10^{6}$	^{245}Am 640	^{246}Am 73000
94	^{235}Pu 30	^{236}Pu 34 0,04	^{237}Pu 1120 114	^{238}Pu 6,5 0,7	^{239}Pu 8100	^{240}Pu 3,8	^{241}Pu 27000 30	^{242}Pu 50 3,5	^{243}Pu 60	^{244}Pu 0,38	^{245}Pu 90
93			^{237}Np 40	^{237}Np 40							
92				^{236}U 130		^{238}U 195					

d) L'effet de structure intermédiaire.

Cet effet, découvert à Saclay dans la réaction ^{237}Np(n,f) [Fa 68, Fu 68], montre, pour une énergie d'excitation bien inférieure à celle du seuil de fission, des groupes de résonances dont l'espacement moyen est environ 100 fois plus grand que celui observé dans la section efficace totale ou de capture. La figure I. 7 présente la section efficace totale où les résonances sont espacées suivant une loi statistique et la section efficace de fission où les niveaux n'apparaissent que groupés autour de 40 eV, 120 eV, et 200 eV.

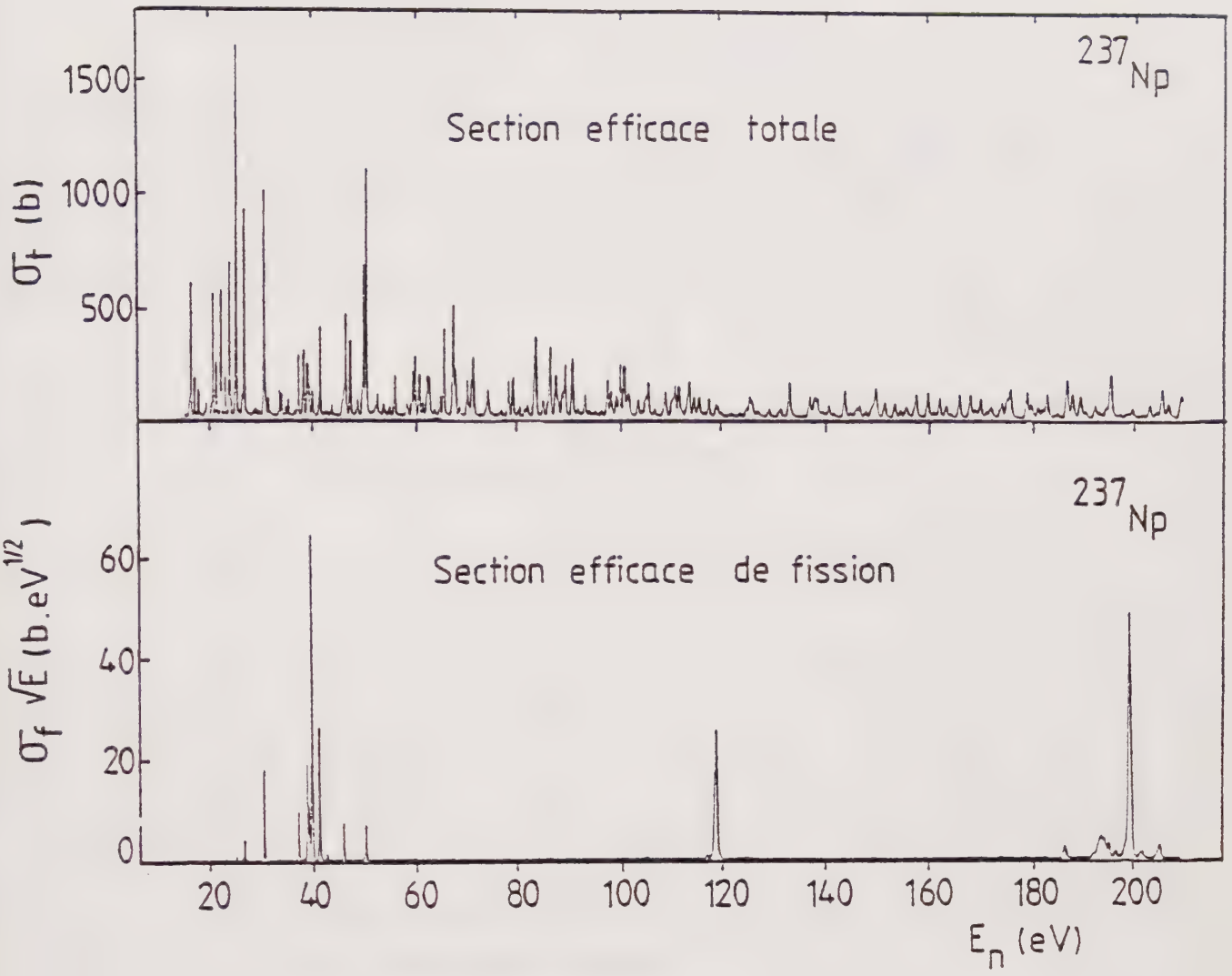


Fig. I.7. Sections efficaces totale σ_T et de fission σ_f de ^{237}Np induites par neutrons de résonances, [Pa 68, Fu 68].

Plusieurs cas de structure intermédiaire ont été clairement observés dans les sections efficaces de fission en dessous du seuil pour les isotopes de U, Np et Pu où les deux maximums de la barrière ont des hauteurs voisines. Rappelons que la mise en évidence de l'effet de structure intermédiaire fut toujours réalisée au moyen de réactions induites par neutrons, pour des raisons évidentes de résolution en énergie. Citons les réactions suivantes : ^{234}U(n,f), [JR 68, JS 69, Ja 77], ^{238}U(n,f), [Blo 73, Bl 75, Wa 76, Di 77], ^{237}Np [Pa 68, Fu 68, Pa 69, Br 70, Ko 71, Ke 73, Pl 76], ^{238}Pu(n,f), [Si 73], ^{240}Pu(n,f), [MT 68], ^{242}Pu(n,f) [Ja 69, Au 71, BF 71, AB 73], ^{244}Pu [Au 71] et même ^{239}Pu(n,f) [Bl 68, Pa 69, JP 69]. Cet effet de structure intermédiaire ne trouve aucune explication convenable par le modèle de la goutte liquide.

e) La présence de résonances larges au voisinage du seuil.

De nombreux actinides présentent au voisinage du seuil de fission des résonances appelées larges ($\Gamma \sim 100$ keV) par contraste avec celles ($\Gamma \sim 0{,}1$ eV) situées à basse énergie de neutrons. Ces structures résonantes sont particulièrement fréquentes au voisinage du seuil de fission dans les systèmes fissionnants pair-pair comme l'illustre la figure I.8 pour les isotopes 240 et 242 du plutonium [Ba 74 *a)*].

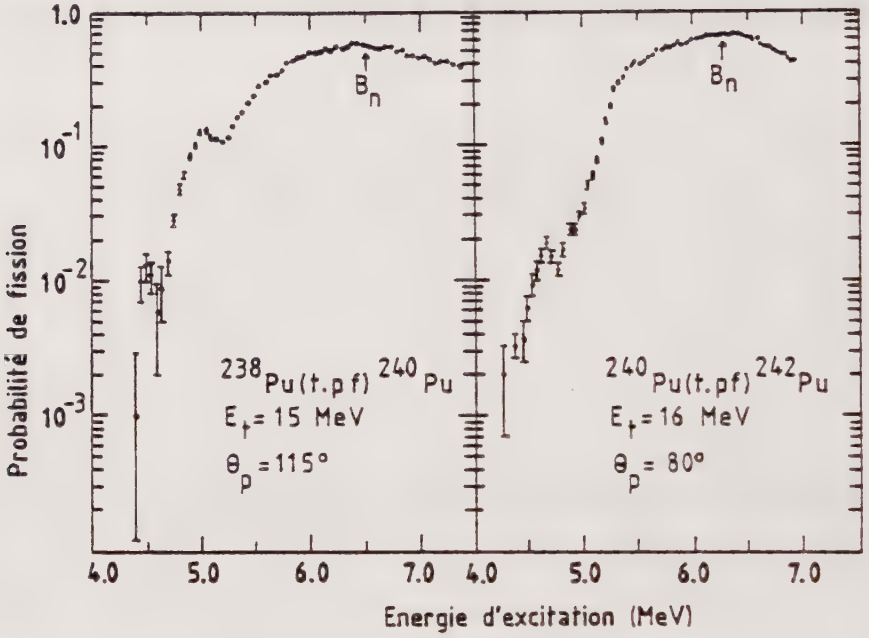


Fig.I.8. Exemples de probabilité de fission pour des isotopes du plutonium pair-pair, [Ba 74 *a)*].

Les isotopes pair-impair ou impair-impair ne présentent pas en général de structures résonantes. En effet, pour ces noyaux, aux énergies d'excitation considérées, la densité de niveaux est telle qu'il y a amortissement et recouvrement des structures résonantes. Il existe cependant quelques exceptions : les isotopes [Ja 72] et 233 [HS 56] du thorium (fig. I. 9) qui font l'objet de ce travail.

Ces structures résonantes ne peuvent s'expliquer à l'aide d'une barrière à un seul maximum, de type M.G.L., par exemple, l'hypothèse d'une compétition entre voies de fission et voies inélastiques a dû être abandonnée dès 1966 [Ly 66].

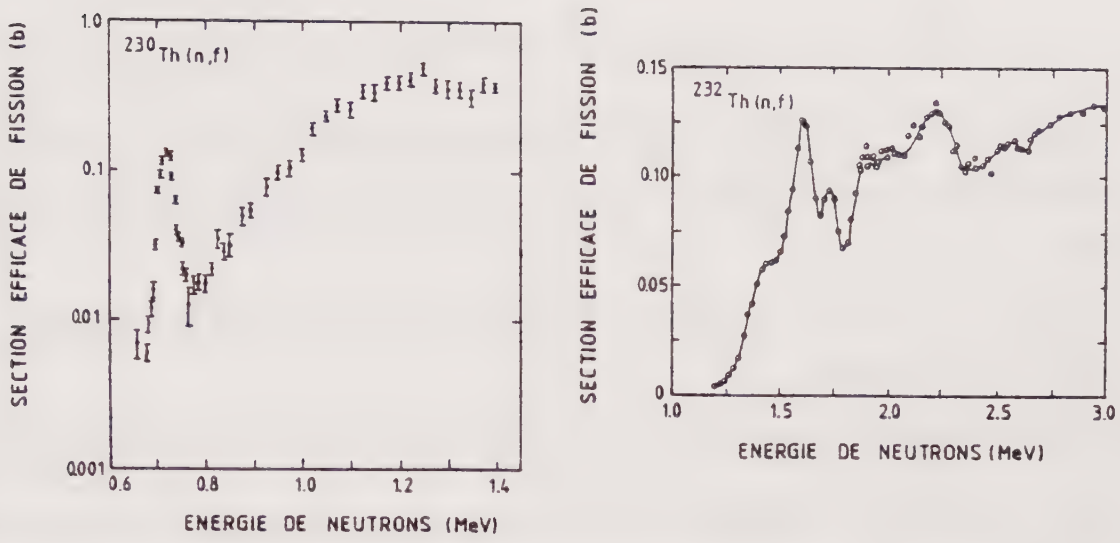


Fig. I.9. Sections efficaces de fission des réactions $^{230}Th(n,f)$ d'après G.D. James et al. [Ja 72] et $^{232}Th(n,f)$ d'après R.L. Henkel et al. [HS 56].

I.3. METHODE MACROSCOPIQUE-MICROSCOPIQUE

Les limites du modèle de la goutte liquide sont liées au caractère macroscopique de la méthode qui ne tient pas compte de la structure interne du noyau. Le modèle macroscopique-microscopique consiste à décrire, en première approximation, le caractère collectif du noyau par le modèle de la goutte liquide et à corriger cette "image collective" par la prise en compte des effets de couches et de corrélations de paires.

Dans cette méthode, développée par V.M. Strutinsky [St 67, St 68], l'énergie potentielle, E, du noyau en fonction de sa déformation est décrite comme étant la somme de deux termes :

$$E = E_{MGL} + \sum_{p,n} (\delta U + \delta P)$$

E_{MGL} est l'énergie obtenue dans le cadre du modèle de la goutte liquide, et $\sum_{p,n}(\delta U+\delta P)$ est la correction microscopique de l'énergie constituée de deux termes calculés pour les protons et les neutrons, l'un dû à la correction de couches, δU, et l'autre à la correction d'appariement, δP.

De nombreux auteurs ont, depuis, déterminé par cette méthode les surfaces d'énergie potentielle des principaux actinides. Leurs calculs diffèrent par la façon de déterminer les composantes de l'énergie macroscopique ou de la correction microscopique.

La méthode comporte cinq étapes :

1) Paramétrisation de la forme du noyau.

Les coordonnées pouvant décrire la forme du noyau sont par exemple :

a) La distance entre les centres des deux pré-fragments (coordonnée de séparation).

b) La différence de masse d'un pré-fragment par rapport à l'autre (coordonnée d'asymétrie de masse).

c) Le rayon du cou séparant les deux pré-fragments (coordonnée de striction).

Différents types de paramétrisation de la forme du noyau ont été utilisés dans la littérature ; une comparaison de ceux-ci est présentée dans "Reviews of Modern Physics" par S. Bjørnholm et J.E. Lynn,[BLy 80].

2. Calcul de l'énergie macroscopique.

La partie macroscopique peut se calculer suivant le modèle de la goutte liquide ou, mieux, en tenant compte des densités non uniformes de protons et de neutrons suivant le modèle de la goutelette de W.D. Myers et W.J. Swiatecki, [MS 69, MS 74].

3) Calcul du potentiel de particules indépendantes pour les protons et les neutrons.

Après avoir déterminé la forme du noyau et calculé l'énergie macroscopique, la prochaine étape sera de générer le potentiel de particules indépendantes dans cette configuration. Nous savons que le potentiel vrai est non local et sa détermination devrait requérir un calcul self-consistent. Mais le grand avantage de la méthode macroscopique-microscopique est que les effets de particules indépendantes peuvent être calculés approximativement à partir d'un potentiel local statique.

On peut représenter le potentiel d'interaction d'un proton ou d'un neutron avec le noyau résiduel par une somme de trois termes :

$$V(\vec{r}) = V_l(\vec{r}) + V_{so}(\vec{r}) + V_c(\vec{r})$$

où $V_l(\vec{r})$ est la partie indépendante du spin, $V_{so}(\vec{r})$ représente le potentiel spin-orbite et $V_c(r)$ le potentiel coulombien pour les protons.

4) Calcul des énergies des particules indépendantes.

Les énergies des particules indépendantes seront obtenues en résolvant l'équation de Schrödinger avec le potentiel correspondant à la forme déterminée du noyau.

5) Corrections microscopiques.

L'énergie des particules indépendantes est calculée respectivement pour une distribution en couches, U ,et pour une distribution uniforme des nucléons, $\tilde{U}$, $\tilde{U}$ étant contenu implicitement dans E_{MGL} la correction sera alors :

$$\delta U = U - \tilde{U}$$

avec $U = \sum_{\nu} E_{\nu} 2n_{\nu}$ où E_{ν} représente le spectre des niveaux des particules indépendantes dans un potentiel réaliste de modèle en couches, n_{ν} est le nombre d'occupation de l'orbite ν;

et:
$$\tilde{U} = 2\int_{\infty}^{E_F} E\tilde{g}(E)dE$$

où $\tilde{g}(E)$ représente une densité uniforme de niveaux, obtenue par un lissage de la distribution discrète.

E_F est l'énergie de Fermi définie par :

$$\int_{\infty}^{E_F} 2g(E)dE = N \text{ (ou } Z)$$

La somme s'effectue sur les protons et les neutrons, le facteur 2 met en évidence le fait qu'il faut deux nucléons pour remplir chaque orbite.

Les corrections microscopiques présentent des oscillations en fonction du paramètre de déformation du noyau et varient avec le degré de remplissage de la dernière couche. La figure I.10 montre que pour une déformation nulle cette correction passe d'une valeur négative à une valeur positive suivant que l'on se trouve près ou éloigné du nombre magique N = 126. Elle diminue d'intensité en fonction du paramètre de déformation quadrupolaire β avec même un changement de signe pour β voisin de 0,3.

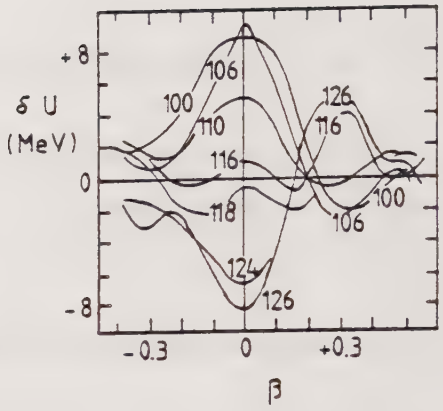


Fig. I.10. Variation de la correction de couches δU, en fonction du paramètre de déformation β, pour différentes valeurs du nombre de neutrons [St 67].

Ceci peut s'expliquer de la manière suivante :

Si la densité d'états de particules indépendantes est grande au voisinage de l'énergie de Fermi, l'énergie de liaison est plus faible qu'en moyenne car les derniers nucléons sont moins liés, la masse (ou l'énergie potentielle) du noyau est alors plus grande, inversement si cette densité est faible, l'énergie de liaison est plus grande qu'en moyenne car les derniers nucléons sont plus liés et l'énergie potentielle est plus faible. L'énergie du noyau sera donc modulée en fonction des différences de densité d'états au voisinage de l'énergie de Fermi, or contrairement à ce que l'on pensait avant V.M. Strutin ces effets de couches ne se limitent pas aux noyaux sphériques ou presque sphériques mais se prolongent aux grandes déformations. La figure I.11 montre, par exemple, les niveaux de particules indépendantes calculés par S.G. Nilsson et al. [Ni 69] pour des neutrons et pour une valeur de A égale à 242. Le trait renforcé représente le niveau occupé le plus haut pour N = 152. Pour un noyau ayant cette valeur de N, la densité de niveaux pour les neutrons est faible pour $\varepsilon \sim 0{,}55$, ce qui conduit à une contribution négative de δU, tandis que pour $\varepsilon = 0{,}4$ et $\varepsilon = 0{,}75$, la densité de niveaux est importante et δu est positive.

Le second terme de correction est la correction d'appariement qui peut se calculer dans le cadre d'un calcul B.C.S. On obtient l'énergie d'appariement pour la véritable distribution de niveaux soit P et pour une distribution uniforme soit $\tilde{P}$. La correction d'appariement est la différence entre ces deux termes :

$$\delta P = P - \tilde{P}$$

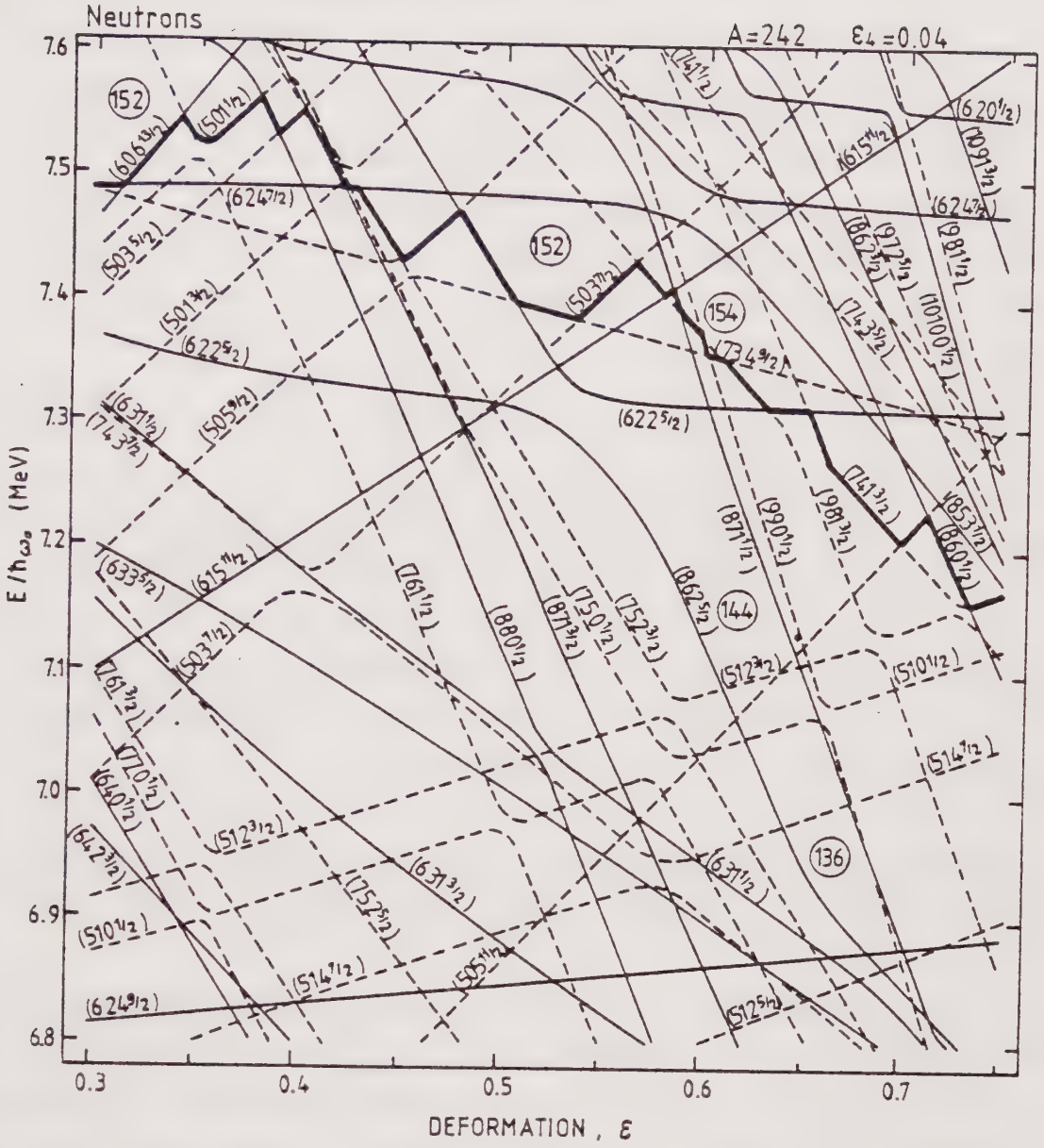


Fig. I.11. Niveaux de particules indépendantes calculés par S.G. Nilsson et al.[Ni 69] pour des neutrons, avec A = 242. Les chiffres dans les cercles indiquent le nombre de neutrons nécessaire pour remplir toutes les orbites inférieures.

Les corrections de couches et d'appariement vont donc moduler l'énergie potentielle du noyau en fonction de sa déformation. Ceci est illustré par la figure I.12 où la barrière d'énergie potentielle est représentée schématiquement pour un isotope du plutonium en fonction de la déformation du noyau. La barrière obtenue par le modèle de la goutte liquide figure en pointillés et celle obtenue par le modèle macroscopique-microscopique,en trait plein.

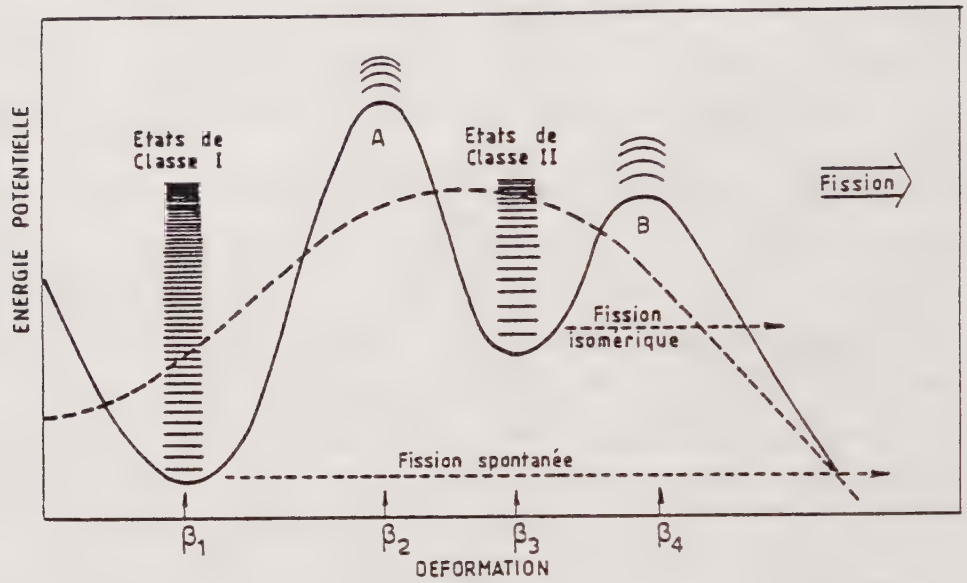


Fig. I.12. Vue schématique de la variation d'énergie potentielle en fonction de la déformation pour un isotope de plutonium. La barrière M.G.L. figure en pointillés.

Aux déformations β_1 et β_3, la densité d'états de particules au voisinage du niveau de Fermi est faible : à ces déformations,la correction de couches est donc négative. La barrière de fission calculée par la méthode macroscopique microscopique présente alors deux minimums, le premier approximativement à la déformation β_1,($\beta_1 \sim 0,3$), correspondant à l'état fondamental et le second au voisinage d'une déformation β_3, environ double de β_1, ($\beta_3 \sim 0,6$).

Des états dits de classe I ou de classe II pourront exister dans les premie et second puits. Le second minimum est encadré de deux barrières A et B résult d'une correction de couches positive due à la forte densité d'états de particul aux déformations β_2 et β_4.

L'existence de ce puits intermédiaire fit immédiatement le succès de la mét de V.M. Strutinsky, en expliquant les faits expérimentaux énoncés en I.2.

a) La fission asymétrique. La fragmentation asymétrique du noyau, aux faibles énergies d'excitation, s'explique par les effets de couches : le fragment lourd restant voisin d'un noyau magique, (Z = 50, N = 82). Cette structure stable se dessine dès le second point-selle et généralement se conserve jusqu'au point de scission, (chapitre VII.2).

b) La déformation des actinides dans leur état fondamental et isomérique. Dès 1966,, la prise en compte des effets de correction de couches, par W.D. Myers et M.J. Swiatecki [MS 66] pour déterminer la masse des noyaux, permet d'expliquer la déformation permanente des terres rares et actinides dans leur état fondamental. La méthode de V.M. Strutinsky, qui tient compte des effets de couches, montre que le premier puits est situé à une déformation voisine de $\beta_1 = 0,3$ pour les actinides (fig. I.12).

La validité de la double barrière est également confirmée par la mesure du paramètre d'inertie de quelques actinides dans leur état isomérique. Ce paramètre d'inertie, $(\hbar^2/2\mathcal{J})^{isom.}$, est déterminé à partir de l'énergie des niveaux de rotation. Les quelques cas observés sont les suivants : ^{240}Pu, [Sp 72], $(\hbar^2/2\mathcal{J})^{isom.}$=3,343 ± 0,003 keV ; ^{236}U, [Bo 77], $(\hbar^2/2\mathcal{J})^{isom.}$= 3,36 ± 0,01 keV ; ^{238}U, [Ba 80], $(\hbar^2/2\mathcal{J})^{isom.}$ = 3,27 ± 0,03 keV et ^{239}Pu, [Ba 79], $(\hbar^2/2\mathcal{J})^{isom.}$ = 3,36 ± 0,10 keV. Dans tous ces exemples, la valeur de $(\hbar^2/2\mathcal{J})^{isom.}$ est environ deux fois plus faible que celle dans le premier puits, $(\hbar^2/2\mathcal{J})^{fond.} \sim 7$ keV. Ceci correspond à un noyau déformé dont le rapport grand axe sur petit axe, c/a, est environ deux, en accord avec la déformation au niveau du second minimum..

Le moment quadrupolaire électrique a également été mesuré pour quelques actinides, (chapitre VII). Les valeurs expérimentales sont toutes en bon accord avec les valeurs théoriques, (Tableau VII.3).

c) Les isomères de forme. La fission isomérique s'explique également par la présence d'un puits intermédiaire ; le noyau excité est piégé dans l'état fondamental de ce second puits,sa seule possibilité de désexcitation est de traverser la première ou la deuxième barrière, c'est-à-dire de revenir dans le premier puits et de décroître par émission de rayons γ ou de fissionner. Dans chaque cas, cette décroissance est confrontée à la présence des deux barrières et la durée de vie d'un tel état sera fonction de la transparence de ces barrières. Ce type d'isomère est appelé "isomère de forme" parce qu'il implique pour le noyau une transition de forme ou encore isomère de fission parce que c'est en général la décroissance par fission qui est détectée.

d) L'effet de structure intermédiaire.

L'effet de structure intermédiaire observé dans des sections efficaces de fission induite par neutrons lents en dessous du seuil s'explique par un couplage entre états de classe I et de classe II situés respectivement dans le premier et second puits de la barrière de fission. La figure I.12 montre, par exemple, que la première barrière peut être assez haute, aux énergies d'excitation considérées, pour séparer les états des classes I et II. D'autre part, dans un groupe de résonances donné, les états de classe I sont couplés à un état de classe II unique. Tous les états des classe I d'un même groupe doivent donc avoir une valeur identique du moment angulaire J, soit, par exemple dans le cas de la fission de ^{237}Np par des neutrons d'onde s, $J^{\pi} = 3^{+}$ ou $J^{\pi} = 2^{-}$. Ceci a été vérifié par G.A. Keyworth et al., [Ke 73], qui ont mesuré les sections efficaces de fission et totale de ^{237}Np, induites par des neutrons de résonances en utilisant un faisceau de neutrons polarisés et une cible polarisée. Cette expérience a montré que tous les niveaux de la structure située aux environs d'une énergie de neutrons de 40 eV ont une valeur du moment angulaire identique $J^{\pi} = 3^{+}$.

I.4. MODELES MICROSCOPIQUES

Les succès du modèle macroscopique-microscopique ont fortement stimulé l'étude de la surface d'énergie potentielle à l'aide de modèles microscopiques. Les calculs microscopiques sont séduisants parce qu'ils permettent de déterminer les barrières directement à partir de la force nucléon-nucléon, sans faire appel à un modèle phénoménologique. Cependant, ces calculs sont très complexes, car il s'agit, pour un noyau comportant A nucléons, donc un système ayant au moins 3 A degrés de liberté individuels, de résoudre l'équation de Schrödinger dépendant du temps :

$$H\psi = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi$$

L'état du système est défini à chaque instant par une fonction d'onde $\psi(\vec{r}_1 \ldots, \vec{r}_i \ldots, \vec{r}_A, t)$ et le calcul de l'hamiltonien H se fera suivant certaines hypothèses.

Le nombre de degrés de liberté du système peut être très grand, environ 700 pour ^{233}Th. Cela conduit donc à formuler des hypothèses simplificatrices, comme dans le modèle en couches, ou comme dans l'approximation de Hartree-Fock.

a) Modèle en couches.

Rappelons, pour mémoire, l'application du modèle en couches au calcul de de la barrière de la fission. Dans ce modèle, on suppose que chaque nucléon se déplace dans un champ central représenté par un puits de potentiel à courte portée. Les neutrons et les protons se déplacent sur des orbites différentes correspondant chacune à un état propre de l'hamiltonien du noyau. La barrière de fission a ainsi été calculée par S.G. Nilsson et al. [Ni 69].

Le potentiel utilisé est un oscillateur harmonique déformé. Il contient également un terme en $\ell.s$ et ℓ^2 pour tenir compte du couplage spin-orbite et des effets de bords finis. Ce modèle rend compte de la déformation du noyau dans son état fondamental, mais quoiqu'il existe une faible apparence de point-selle pour $\varepsilon = 0,5$, le calcul montre que l'énergie totale du noyau continue à augmenter aux grandes déformations. Le modèle en couches échoue donc dans sa tentative de rendre compte du phénomène de fission, il a cependant joué un rôle capital dans le modèle macroscopique-microscopique décrit en I.3.

b) Méthode de Hartree-Fock.

Cette méthode utilise un potentiel nucléon-nucléon effectif et résout l'équation de Schrödinger à N corps au moyen d'une approximation. L'interaction effective de Skyrme [Sk 56, 59] utilisée par H. Flocard et P. Quentin [FQ 74] s'écrit comme étant la somme d'une interaction à deux corps $V^{(2)}$ pouvant être considérée comme un développement de très courte portée d'interactions centrale et spin-orbite et d'une interaction à trois corps $V^{(3)}$ qui paramétrise la dépendance en densité de l'interaction effective.

Les calculs effectués par H. Flocard et P. Quentin [FQ 74], dans le cas de ^{240}Pu, montrent l'existence d'une barrière à deux point-selles séparés par un second minimum. Ces résultats justifient la méthode de Strutinsky, mais les valeurs ainsi obtenues sont trop élevées, spécialement au second point-selle.

Récemment, J.F. Berger , M. Girod et D. Gogny [BG 80, BG 81], ont calculé la surface d'énergie potentielle dans le cas de ^{240}Pu en utilisant la méthode de Hartree-Fock-Bogolyubov, avec contraintes, en utilisant l'interaction de portée finie D1 de D. Gogny [Go 73, Go 75, DG 80]. Ces calculs ont été effectués dans les deux cas suivants :

a - avec symétrie axiale et symétrie droite-gauche.

b - avec symétrie triaxiale au niveau de la première barrière et sans symétrie droite-gauche au niveau de la seconde barrière.

Dans la figure I.13, la courbe en trait plein représente la barrière pour un noyau de symétrie axiale et droite-gauche et celle en pointillés, pour un noyau d'asymétrie axiale et de masse. On constate que,dans ce dernier cas, la barrière est nettement abaissée, les valeurs calculées se rapprochent alors des données expérimentales comme le montre le tableau I.2.

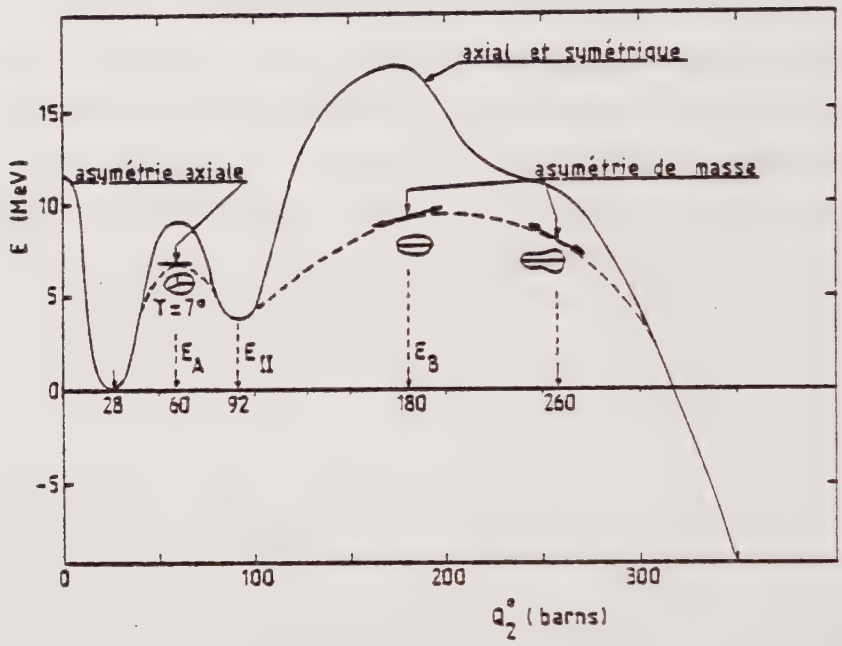


Fig. I.13. Courbe d'énergie potentielle calculée par la méthode de Hartree-Fock-Bogolyubov [BG 80] en fonction de la déformation quadrupolaire. La barrière axiale et symétrique est représentée en trait plein et avec l'asymétrie axiale et de masse en pointillés.

Tableau I.2

Comparaison des valeurs calculées [BG 80] et expérimentales [WT 72] des paramètres de la barrière de fission de ^{240}Pu : hauteur E_A et E_B des deux maximums, profondeur E_{II} du second puits.

	E_A(MeV)	E_{II}(MeV)	E_B(MeV)
HF3 axial et symétrique	10,7	6,9	23
HF3 non axial	6,8	3,7	9,2
Experience (WT 72)	6,0	2,0	5,4

I.5. L'"ANOMALIE" DU THORIUM

La surface d'énergie potentielle à deux minimums explique donc, qualitativement, différents faits expérimentaux de la fission (isomères de forme, effet de structure intermédiaire, etc..). Le modèle macroscopique-microscopique montre aussi, quantitativement, pour quels noyaux ces phénomènes se produisent : En effet, le point-selle calculé suivant le modèle de la goutte liquide (P.S.G.L.) se déplace vers les déformations plus petites lorsque le nombre de protons augmente, alors que le terme de corrections de couches et d'appariement varie peu. Ceci s'explique en considérant que le terme coulombien, $f(-Z^2/A^{1/3})$, augmente plus rapidement que celui de la tension superficielle, $f(+A^{2/3})$; en conséquence, les valeurs relatives des deux maxima de la barrière de fission varient fortement en fonction de Z. Ceci est illustré schématiquement sur la figure I.14 où la barrière de fission est représentée pour trois valeurs de Z (Z=90, Z=94 et Z=98).

Dans le cas des actinides légers, par exemple $^{230}_{90}Th$, la première barrière est plus basse que la seconde tandis que pour les actinides lourds, par exemple $^{252}_{98}Cf$, on constate la situation inverse. Dans la région du plutonium, les deux barrières ont sensiblement même hauteur.

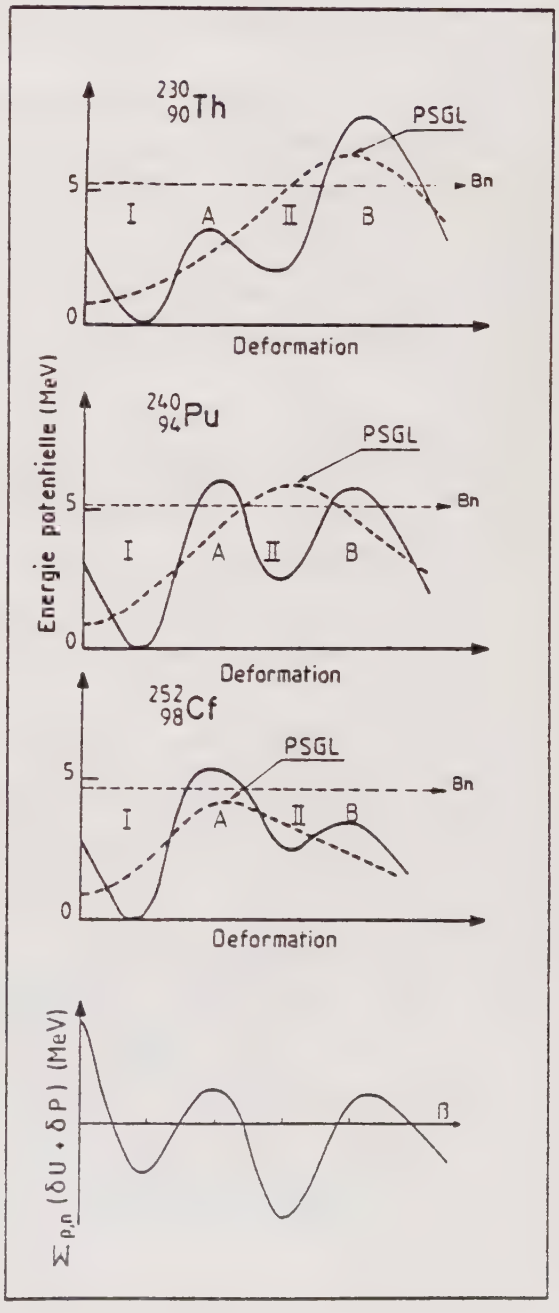


Fig. I.14. Représentation schématique des barrières de fission pour trois noyaux différents ; B_n est l'énergie de liaison du neutron. La barrière du modèle de la goutte liquide est tracée en pointillés. L'énergie de correction microscopique est tracée en bas de la figure.

On comprend, dans cette perspective, les grandes variations constatées dans les valeurs des périodes de fission isomérique. Ces périodes varient de quelques picosecondes à 14 millisecondes. Environ 40 isomères de fission ont, à ce jour, été mis en évidence dans la région allant de l'uranium au berkélium. Les frontières de cette région sont principalement déterminées par les limites expérimentales . En effet, pour des noyaux au-delà du berkelium, ($Z > 97$), le second maximum de la barrière de fission est si bas que les périodes deviennent trop brèves pour être mesurables dans l'état actuel de la technique, et pour les valeurs de Z inférieures à 92, la hauteur du premier maximum étant inférieure à celle du second, c'est donc la décroissance par rayons γ dans le premier puits qui est favorisée par rapport à la fission. Un exemple d'un tel isomère de forme a été mesuré par Russo et al., [Ru 74], $T_{i\gamma} = 195$ ns pour ^{238}U, mais l'on conçoit aisément que de telles expériences soient difficiles à réaliser et d'autres tentatives pour trouver des isomères de forme dans la voie γ ont, jusqu'à présent, toutes échouées.

On comprend également pourquoi les effets de structure intermédiaire ne sont observés que pour les actinides ayant une valeur de Z voisine de 93. Pour les actinides légers ou lourds avec l'une des deux barrières nettement inférieur à l'autre, l'effet de couplage entre états de classe I et de classe II disparaît aux énergies considérées, et seuls, ceux de classe I peuvent être détectés. Un exemple récent est donné par le protactinium 232, [Pl 80].

Les nombreuses données expérimentales accumulées ces dernières années ont permis de déterminer les paramètres des barrières de fission avec une précision estimée à 0,5 MeV pour les hauteurs, E_A et E_B, des barrières A et B et la profondeur, E_{II}, du second puits. On estime d'autre part, que les fluctuations entr valeurs théoriques, calculées suivant la méthode de V.M. Strutinsky, sont de l'ordre de 1 MeV.

Des écarts plus importants entre les valeurs théoriques subsistent, bien entendu, suivant le choix des degrés de liberté conduisant à la fission (par exemple, degré d'asymétrie axiale ou d'asymétrie de masse). Les résultats de ces calculs peuvent être commentés de la façon suivante :

a) Premier maximum, (A). La prise en compte du degré d'asymétrie axiale, [LL 74], abaisse la hauteur, E_A, de la première barrière de 0,4 MeV pour $^{236}_{90}Th$ et de 1,8 MeV pour $^{250}_{96}Cm$. Cette diminution correspond dans le cas de $^{236}_{90}Th$, à une valeur du paramètre de l'asymétrie axiale, $\gamma = 10°$, comme l'illustre la figure I.15. Le noyau retrouve la symétrie axiale au niveau du second minimum.

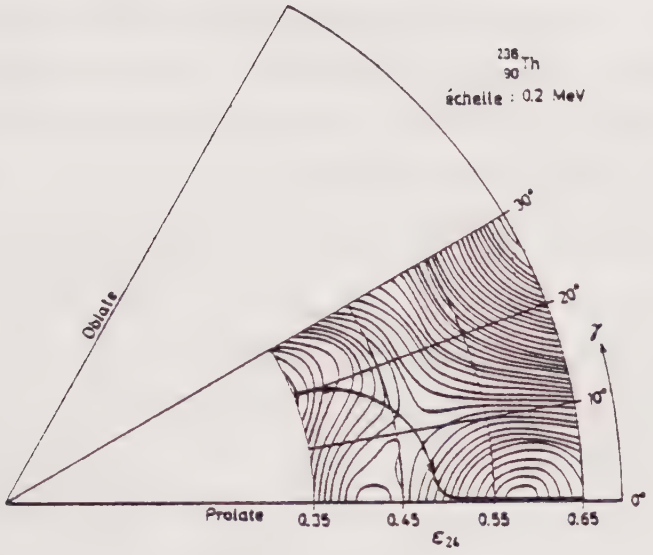


Fig. I.15. Surface d'énergie potentielle de $^{236}_{90}Th$ dans l'espace $(\varepsilon_{24},\gamma)$. La courbe en trait plein suit le chemin de l'énergie minimum , [LL 74].

La figure I.16 présente les valeurs de $E_A - E_I$ de la première barrière avec et sans symétrie axiale pour des nombres de masse , 230 < A < 256 [La 72].

Une comparaison avec les valeurs expérimentales montre un bon accord à partir de l'uranium, à condition de tenir compte du degré d'asymétrie axiale. Pour les isotopes du thorium, il existe un écart important (∿ 2 MeV).

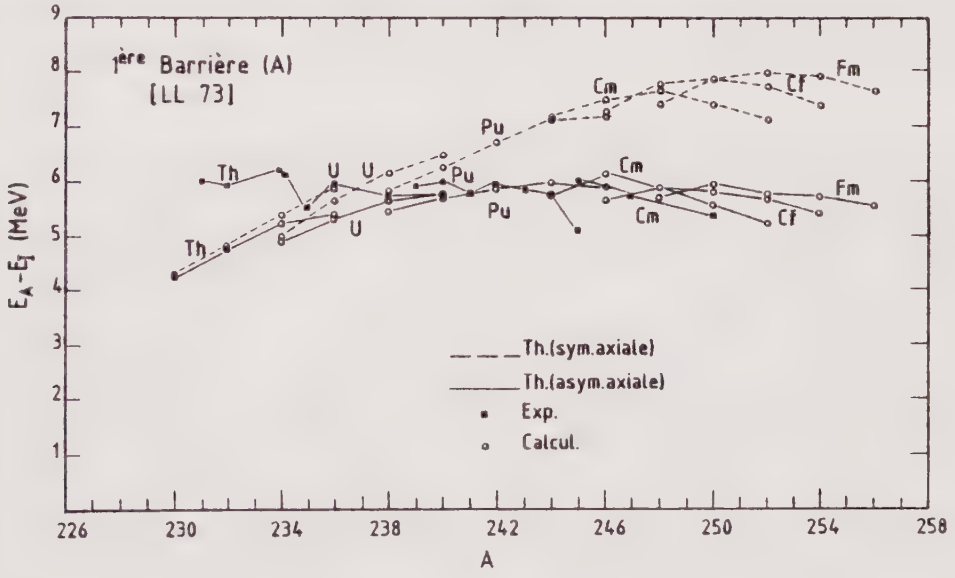


Fig. I.16. Valeurs, E_A-E_I, de la hauteur de la première barrière, calculée par Larson et Leander, [LL 74]. L'accord est excellent entre les valeurs calculées et expérimentales, à l'exception des isotopes du thorium.

b) Second minimum, II. L'énergie calculée, E_{II}, du second minimum, [MN 74], par rapport à E_I varie peu en fonction du nombre de masse, ($E_{II} \sim 2$ à 3 MeV). Ces valeurs sont, à partir de l'uranium, en bon accord avec les données expérimentales déduites des mesures d'isomères de fission ou d'analyse des fonctions d'excitation. On retrouve un désaccord pour les isotopes du thorium, dont la valeur expérimentale de E_{II} est de l'ordre de 5 MeV.

c) Second maximum, B. Les premiers calculs, effectués sans tenir compte de l'asymétrie axiale et de l'asymétrie de masse, indiquaient, pour les actinides, une hauteur de la deuxième barrière, E_B, supérieure d'environ 3 à 4 MeV à celle déduite des données expérimentales. Ce désaccord disparut avec la prise en compt du degré d'asymétrie de masse, [MN 70] et [Mö 72]. Il n'y a pas d'évidence d'asy métrie axiale du noyau au niveau de la seconde barrière. Expérimentalement, le fait d'observer des variations brutales de l'anisotropie des fragments de fissio (fig. VI .1, par exemple), pour les noyaux légers, plaide en faveur d'un retour du noyau à la symétrie axiale, au delà de la première barrière.

Un exemple de calcul de l'énergie potentielle des actinides, effectué par P. Möller et R. Nix, [MN 74] est présenté dans la figure I.17. Ce calcul est effectué avec le modèle de la goutelette de Myers et Swiatecki et un potentiel convolué par une fonction de Yukawa , l'asymétrie de masse du noyau est prise en compte par l'introduction des paramètres de déformation ε_3 et ε_5 dans l'expressio de l'oscillateur harmonique [Ni 69] : $V_{osc.} = \frac{1}{2}\hbar\omega_o(\varepsilon,\varepsilon_3,\varepsilon_4,\varepsilon_5)\ \rho^2[1 - \frac{2}{3}\varepsilon P_2 + 2 \sum_{\lambda \geq 3} \varepsilon_\lambda P_\lambda$

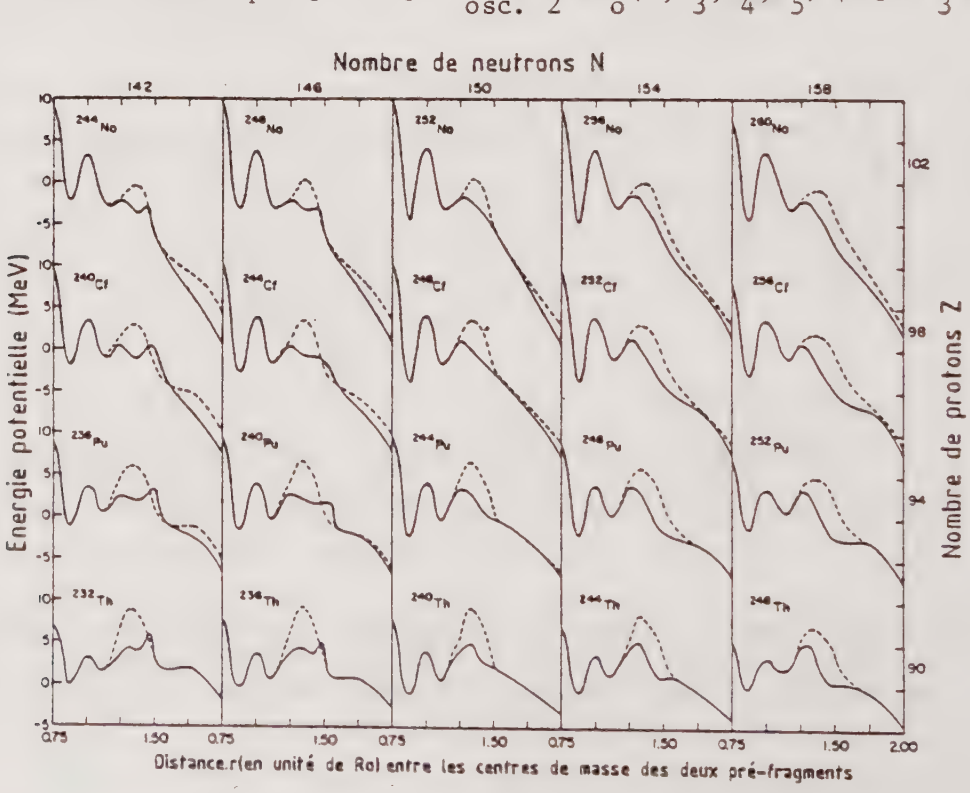


Fig. I.17. Barrières de fission des actinides, calculées par P. Möller et R. Nix, [MN 74]. La prise en compte du degré d'asymétrie de masse abaisse la valeur de E_B de plusieurs MeV. De plus, pour $N < 146$, la barrière présente un troisième minimum peu profond, ~ 1 MeV (trait plein).

Dans ce cas, la valeur de E_B est réduite de plusieurs MeV ; de plus, la seconde barrière présente pour un nombre de neutrons inférieur à 146, *un troisième minimum*. Ce troisième minimum pourrait apporter la réponse à l'*"anomalie du thorium"*. Mais, bien que ces calculs aient été confirmés depuis, par différents auteurs, ceux-ci ne semblent pas être en mesure de décider si le troisième minimum a une existence physique réelle, s'il est une conséquence d'hypothèses de calculs trop restreintes ou d'une paramétrisation trop limitée.

Dans un troisième puits peu profond tel que celui présenté en figures I.18 et I.19 [MN 76], le noyau peut être "piégé" dans des états métastables qui seraient des états de vibration avec leurs bandes de rotation associées. Or, par exemple, pour la réaction ^{230}Th(n,f) aux environs d'une énergie de neutrons de 720 keV, le noyau composé ^{231}Th peut être excité par des neutrons du type s au type f et donc se trouver dans des états de moment angulaire et parité allant de $J^{\pi} = 1/2^+$ à $5/2^+$ et $1/2^-$ à $7/2^-$; on peut donc s'attendre à la présence de tous ces états avec une probabilité qui dépendra de celle de formation du noyau composé. Si les mesures antérieures n'ont pas permis de séparer de tels états, il est permis de penser que cela est peut-être dû à un effet de résolution en énergie. Il est donc d'importance capitale, dans un premier stade, de disposer de *données expérimentales* plus performantes et, par la suite, d'en faire une *analyse* permettant de réconcilier, dans le cas des actinides légers, la théorie et l'expérience.

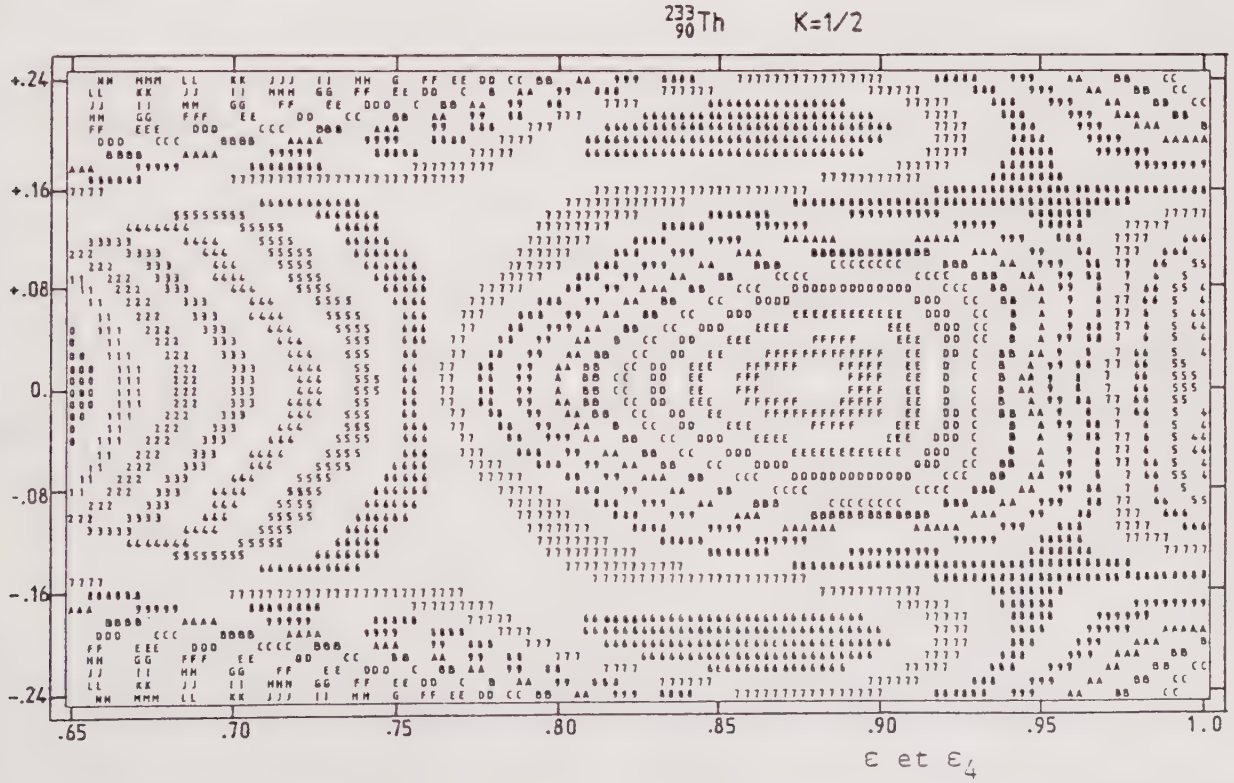


Fig. I.18. Surface d'énergie potentielle de $^{233}_{90}$Th dans l'espace $(\varepsilon, \varepsilon_3, \varepsilon_4, \varepsilon_5)$ pour K=1/2, calculée par Möller et Nix [MN 76]. L'échelle en énergie est de 250 keV.

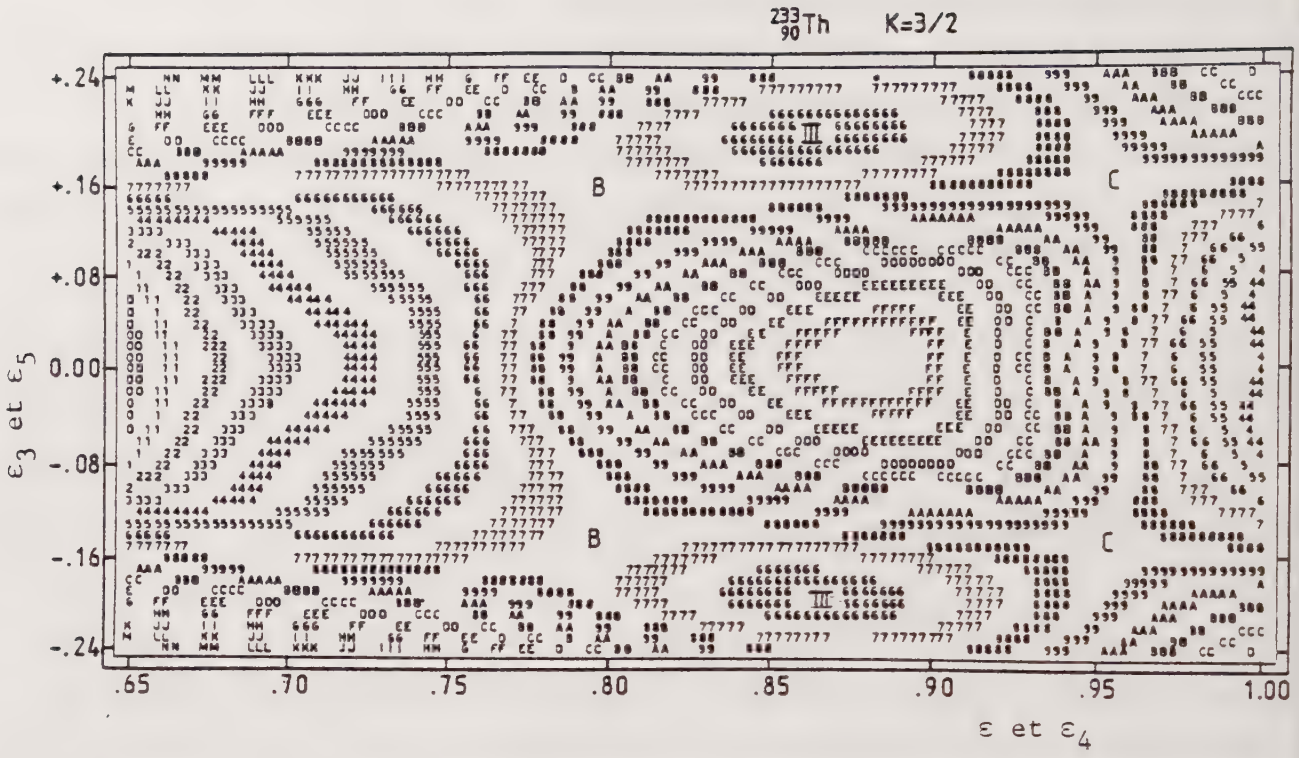


Fig. I.19. Surface d'énergie potentielle de $^{233}_{90}Th$ dans l'espace $(\varepsilon, \varepsilon_3, \varepsilon_4, \varepsilon_5)$ k=3/2, calculée par Möller et Nix [MN 76]. L'échelle est de 250 keV. Le troisi puits est dénoté III et a pour coordonnées $\varepsilon^{III} = 0,87$; $\varepsilon_3^{III} = \pm 0,20$; il est encadré par les points-selles B et C de coordonnées $\varepsilon^B = 0,79$; $\varepsilon_3^B = \pm 0,16$; $\varepsilon^C = 0,96$; $\varepsilon_3^C = \pm 0,16$.

Chapitre II

TECHNIQUES ET CONDITIONS EXPERIMENTALES

II.1. INTRODUCTION

Les progrès réalisés au cours de ces vingt dernières années en technique de détection permettent aujourd'hui, dans le cas de l'interaction des neutrons lents ou de résonances avec la matière nucléaire, de séparer la presque totalité des niveaux discrets de formation du noyau composé ; ceci a par exemple, été obtenu pour le ^{239}Pu [B1 73] avec moins de 5 % de niveaux perdus entre 0 et 200 eV d'énergie de neutrons. La figure II.1 illustre les progrès spectaculaires réalisés dans la résolution en énergie, par la comparaison de résultats expérimentaux de trois mesures de la section efficace ^{239}Pu (n,f). Mais, ceci n'a pu être réalisé que dans une gamme en énergie assez étroite ; en particulier, l'étude de la section efficace de fission au voisinage du seuil n'a, jusqu'à présent, pas été étudiée avec une résolution suffisante.

Nous allons dans ce chapitre, après avoir développé quelques motivations concernant le choix de la réaction nucléaire envisagée, décrire le détecteur de fission, expliciter les différentes composantes de la fonction de résolution et présenter brièvement notre dispositif de mesure de l'anisotropie des fragments de fission. Nous terminerons en exposant les conditions expérimentales utilisées dans le présent travail.

II.2 CHOIX DE LA REACTION

a. Généralités.

La probabilité de fission en fonction de l'énergie d'excitation au voisinage ou au-dessous du seuil peut s'étudier au moyen de particules chargées, par exemple en réactions (d,pf), (t,pf), (^{3}He,df), (^{3}He, αf), (t,αf), (α, α'f), (p,p'f) etc... Ce type de réactions est surtout intéressant pour l'étude des

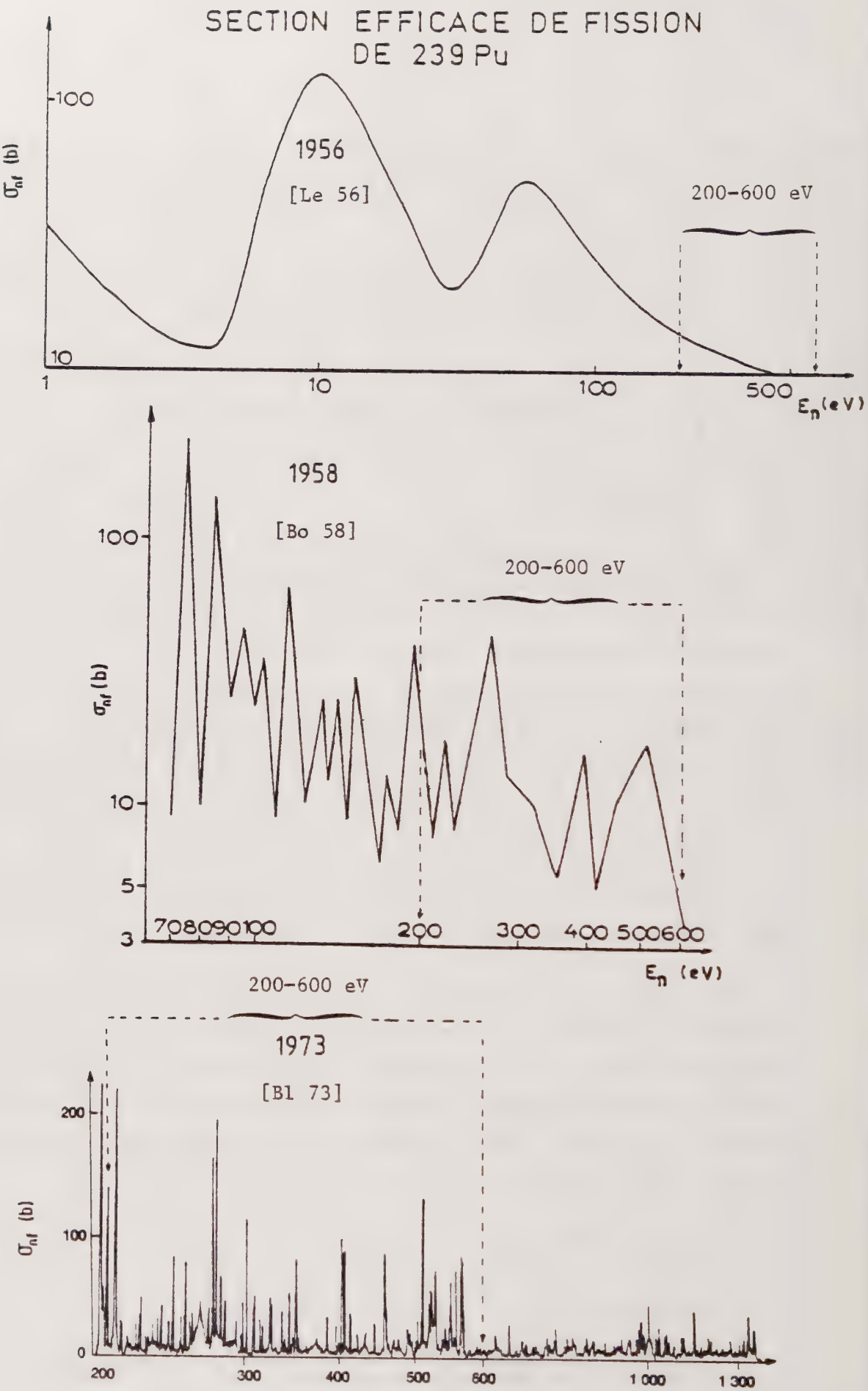


Fig. II.1. Comparaison de trois mesures de la section efficace de la réaction $^{239}Pu(n,f)$ illustrant l'effet de la résolution en énergie.

noyaux appelés "fissiles" dont l'énergie du seuil de fission est inférieure à l'énergie de liaison d'un neutron. Malheureusement, il est alors très difficile d'obtenir à la fois une bonne précision statistique et une résolution de l'ordre de quelques keV.

Pour les noyaux non fissiles par neutrons lents, c'est-à-dire pour ceux dont l'énergie du seuil de fission est supérieure à l'énergie de liaison d'un neutron, la réaction (n,f) peut être envisagée ; le neutron qui est insensible à la barrière coulombienne, est un outil de choix pour l'étude de la matière nucléaire. Il peut, en effet, être utilisé à des énergies E_n très faibles, $E_{exc.} \sim E_n + B_n$, $E_{exc.}$ et B_n étant respectivement l'énergie d'excitation du noyau et l'énergie de liaison d'un neutron. Ceci permet d'obtenir une très bonne résolution en énergie, celle-ci étant proportionelle à $E_n^{3/2}$.

Deux techniques sont généralement employées :

L'une utilise une source monoénergétique de neutrons, par exemple un accélérateur Van de Graaf qui produit des neutrons par réaction $^7Li(p,n)$, permettant de décrire point par point la fonction d'excitation. Cette méthode présente l'inconvénient majeur de conduire à de faibles taux de comptage ; en effet, afin de ne pas dégrader la fonction de résolution, la cible productrice de neutrons doit être mince, d'autre part, les caractéristiques du faisceau restreignent le diamètre utile du dépôt fissile ($\phi \leqslant 2$ cm). De plus, il n'est pas aisé de contrôler cette fonction de résolution tout au long de l'expérience.

Une autre technique consiste à utiliser un accélérateur linéaire d'électrons bombardant une cible massive d'un élément lourd (uranium naturel ou tantale). Dans ce cas, les neutrons sont produits suivant un spectre continu en énergie dont la mesure s'effectue par la méthode du temps de vol ; cette technique permet d'atteindre une excellente résolution en énergie qui n'est limitée que par la durée des impulsions d'électrons et par la longueur de la base de vol. L'importance du facteur résolution en énergie est prépondérante si l'on veut accéder aux états discrets du noyau excité, ces états sont souvent caractérisés par des largeurs et des espacements très faibles (une fraction d'électron-volt dans le domaine des résonances neutroniques, quelques keV pour les états collectifs au voisinage du seuil de fission).

Pour étudier les isotopes 231 et 233 du thorium au voisinage de 6 MeV d'énergie d'excitation, notre choix s'est donc porté sur la seconde de ces techniques.

b. La source de neutrons.

Une première série d'expériences concernant la réaction $^{232}Th(n,f)$ a été réalisée auprès de l'accélérateur linéaire de 60 MeV de Saclay utilisé comme source pulsée de neutrons. Par la suite, les réactions $^{232}Th(n,f)$ et $^{230}Th(n,f$ ont été étudiées, avec une meilleure résolution auprès de l'accélérateur (GELINA) de 120 MeV du Bureau Central de Mesures Nucléaires à Geel (BCMN), [BS

Les conditions de fonctionnement de ces deux machines pour les expériences considérées sont résumées dans le tableau II.1.

Tableau II.1

Accélérateur linéaire	AL 60 (Saclay)	GELINA (Geel)
Durée d'impulsion (ns)	5,8	4,2
Fréquence de répétition (Hz)	1000	800
Energie des électrons (MeV)	60	115
Courant crête cible (A)	2,4	9,5
Puissance moyenne du faisceau (KW)	0,9	3,7
Nombre de neutrons émis ($n/4\pi.s$)	$3,2\times10^{12}$	$1,3\times10^{13}$

Dans les deux cas, la technique du temps de vol a été utilisée. L'accélérateur linéaire délivre des impulsions d'électrons de durée très brève (quelques nanosecondes), avec des fréquences de répétition allant jusqu'à 1000 cyc par seconde. Les électrons bombardent une cible en uranium naturel et créent des rayonnements gamma de freinage. Les neutrons obtenus proviennent de deux types de réactions (γ,n) et (γ,f) dans la proportion 2/3, 1/3 environ.

Le spectre de neutrons présente un maximum entre 1 et 2 MeV, aussi avons-nous directement utilisé les neutrons issus de la cible d'uranium. Si l'on veu un taux de neutrons plus important dans une gamme d'énergie plus faible, il es nécessaire de dégrader ce spectre, à l'aide d'un modérateur hydrogéné (polyéthylène).

L'énergie des neutrons incidents est calculée à partir de la formule de temps de vol :

$$E = \left(\frac{72,3\ L}{t}\right)^2$$

avec,

L : longueur de la base de vol en mètres.

t : temps de vol du neutron en microsecondes.

E : energie du neutron en électron-volts.

II.3. DETECTEUR DE FISSION

a. Choix du détecteur.

Une fission peut être identifiée par la détection des fragments ou par celle des neutrons de fission, les rayons gamma de fission ne sont pas utilisés car il est difficile de les discriminer d'avec ceux de capture ou de radioactivité naturelle.

Le détecteur de neutrons de fission est généralement constitué par un scintillateur liquide à protons de recul associé à un ou plusieurs photomultiplicateurs d'électrons. Un tel dispositif présente l'inconvénient d'être sensible aux rayonnements γ. Les rayons γ provenant de la capture radiative des neutrons dans l'échantillon à étudier peuvent être éliminés par un système de discrimination de forme des impulsions, ceux provenant de la cible, productrice de neutrons (bouffée γ), trop nombreux ne peuvent être éliminés : ils "éblouissent" le détecteur durant plusieurs μs, temps supérieur à la durée de vol des neutrons rapides. Ce type de détecteur est donc intéressant pour les études à basse énergie de neutrons, mais devient totalement inopérant dans le domaine du MeV.

Quant aux détecteurs de fragments de fission, ils doivent pour séparer les fragments des "empilements" de rayons alpha, avoir un temps de réponse très rapide, de l'ordre de la nanoseconde : (un gramme de ^{230}Th émet en effet $7,45 \times 10^8$ rayons alpha par seconde). La chambre à étincelles, le scintillateur gazeux, la jonction à barrière de surface et les détecteurs à avalanches à plaques parallèles répondent à ce critère.

Parmi ces différents types de détecteurs, notre choix s'est porté sur le *scintillateur gazeux* à partir des considérations suivantes :

Pour améliorer la résolution en énergie, on est amené à accroître la longueur L de la base de vol ce qui diminue le nombre de neutrons par cm^2. En fait, le taux de comptage dans un canal du "sélecteur de temps de vol", ayant une largeur en temps donnée, décroît en $1/L^3$, donc très rapidement. Pour maintenir un taux de comptage convenable, il faut utiliser un détecteur de grande capacité, ce qui élimine la jonction à barrière de surface.

Même avec un détecteur de grande surface, les expériences à haute résoluti projetées restent à bas taux de comptage, donc de durée très longue, typiquemer plusieurs semaines. Le détecteur doit donc être particulièrement fiable, ce qu exclut la chambre à étincelles.

Les détecteurs à avalanches à plaques parallèles de grandes dimensions étaient loin d'être opérationels au moment où l'expérience a été réalisée.

Quoique contenant une grande quantité de matériau fissile, le scintillateur gazeux est capable de fournir une bonne discrimination en amplitude des événements "fission" par rapport aux rayons alpha. Un exemple en est donné dans la figure II.2 pour une quantité de 0,5 g de ^{235}U.

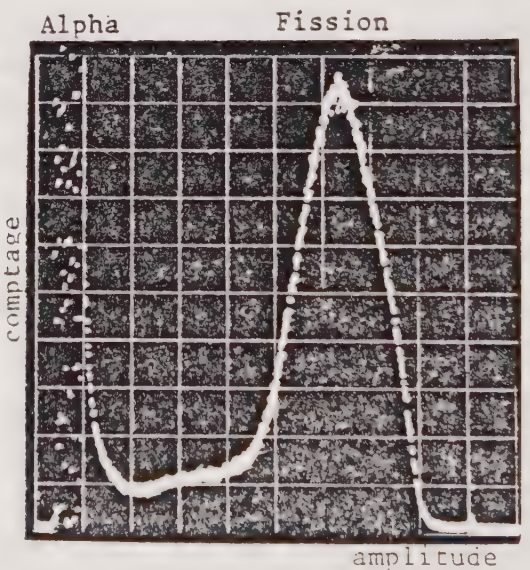


Fig. II.2. Discrimination en amplitude des évènements "fission" par rapport aux rayons alpha.

b) Types de scintillateurs gazeux utilisés au DPh-N/MF.

Les états métastables d'un gaz scintillant (argon, xénon, hélium etc...), produits par collisions avec les fragments de fission se désexcitent en émettant une série de raies. Les scintillations se produisent dans le proche ultra-violet. L'originalité des différents types de scintillateurs présentés ci-dessous, est qu'ils fonctionnent tous sans circulation de gaz. Auparavant, les scintillateurs gazeux n'étaient opérationnels que dans le domaine du visible et nécessitaient un convertisseur de longueur d'onde : ce convertisseur chimique empoisonnait le gaz scintillant qui devait donc circuler en permanence dans un système de regénération. Au contraire, en travaillant dans le domaine du proche ultra-violet avec des fenêtres de quartz dont la transmission maximale se situe aux environs de 3900 Å, on n'a pas besoin de convertisseur et un scintillateur scellé peut fonctionner correctement durant plusieurs années.

Plusieurs types de scintillateurs gazeux ont été mis au point au DPh-N/MF, les critères de chaque étape étant de rendre le détecteur plus performant du point de vue bruit de fond, taux de comptage et résolution.

Le premier type de scintillateur gazeux (version Saclay I) est présenté en figure II.3. Il était composé de six cellules indépendantes, chacune étant vue

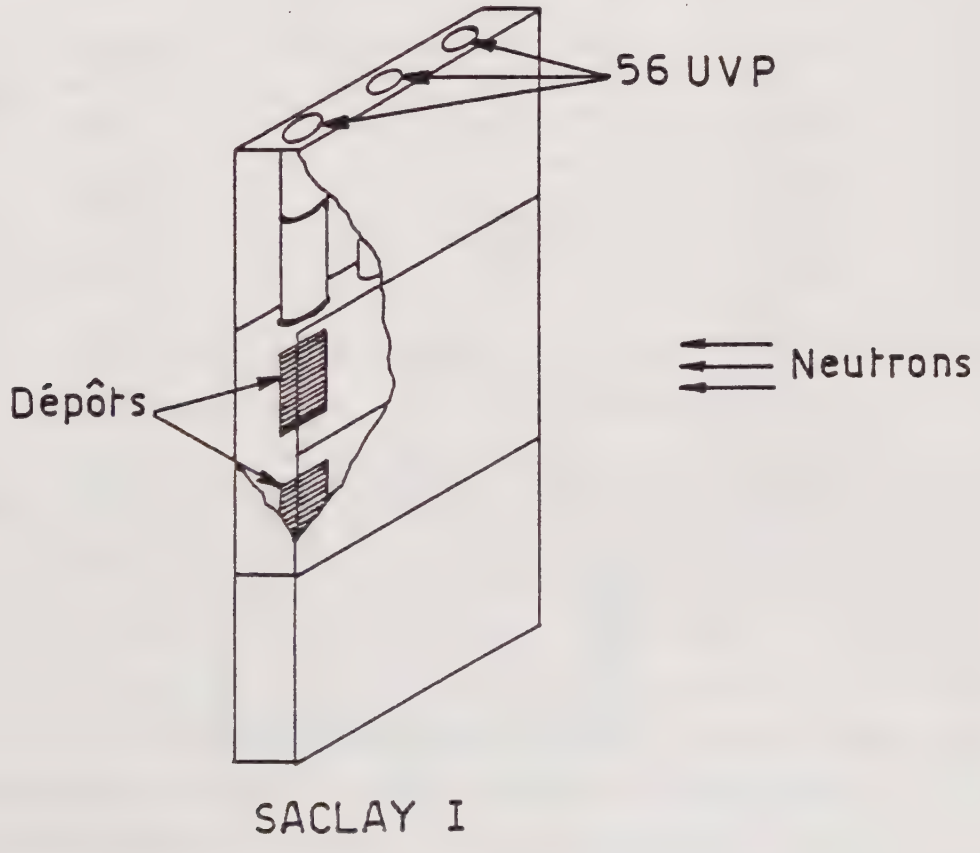


Fig. II.3. Premier type de scintillateur gazeux.

par un photomultiplicateur 56 UVP (Radiotechnique) et pouvant contenir jusqu'à 2 g de ^{233}U ou 0,3 g de ^{239}Pu : cette dernière limite étant imposée par la nécessité de discriminer les fragments des "empilements" alpha de ^{239}Pu.

Le second type de scintillateur gazeux (version Saclay II) est présenté en figure II.4. Il fut mis au point pour étudier la section efficace de fissio de ^{237}Np particulièrement faible aux énergies inférieures au seuil de fission. Il permit la mise en évidence de l'effet de structure intermédiaire [Pa 66]; i était composé de six cellules indépendantes, chaque cellule étant vue par deux photomultiplicateurs 56 UVP en coïncidence. Le rôle de la coïncidence était de diminuer (d'environ un facteur 10) le bruit de fond.

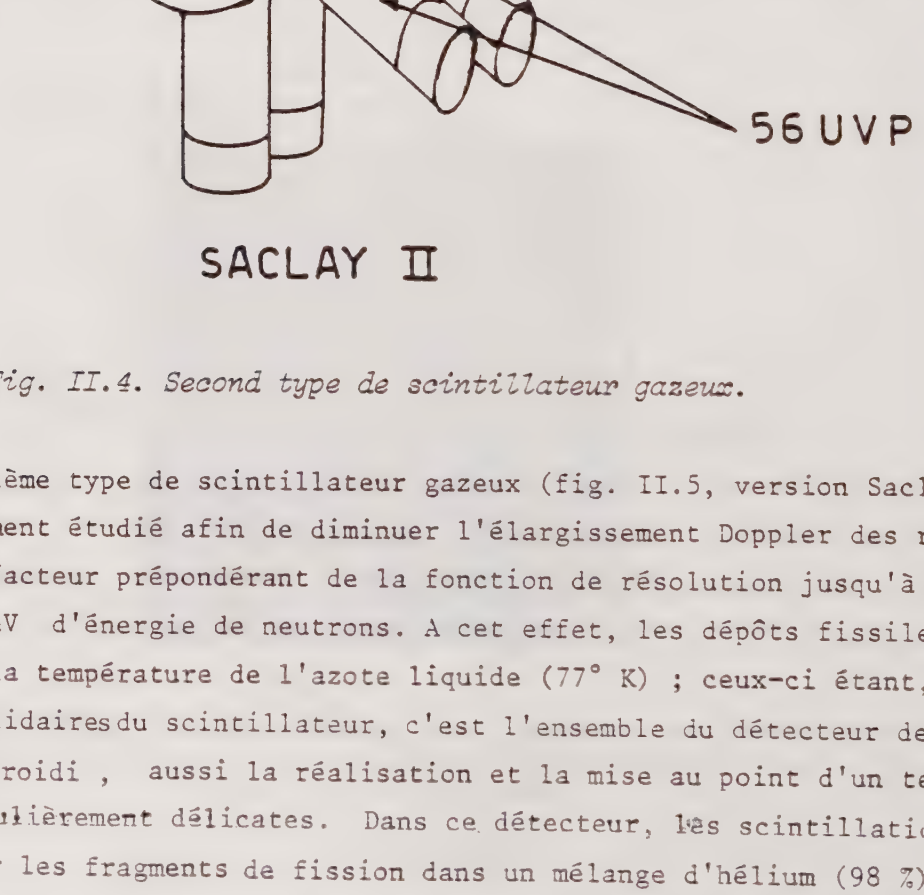


Fig. II.4. Second type de scintillateur gazeux.

Le troisième type de scintillateur gazeux (fig. II.5, version Saclay III) fut spécialement étudié afin de diminuer l'élargissement Doppler des résonance de fission, facteur prépondérant de la fonction de résolution jusqu'à quelques centaines d'eV d'énergie de neutrons. A cet effet, les dépôts fissiles étaien refroidis à la température de l'azote liquide (77° K) ; ceux-ci étant, par principe, solidaires du scintillateur, c'est l'ensemble du détecteur de fission doit être refroidi , aussi la réalisation et la mise au point d'un tel ensemb furent particulièrement délicates. Dans ce détecteur, les scintillations produites par les fragments de fission dans un mélange d'hélium (98 %)-azote (2 %) étaient également observées par deux photomultiplicateurs 56 UVP en coïn cidence à travers des fenêtres de quartz.

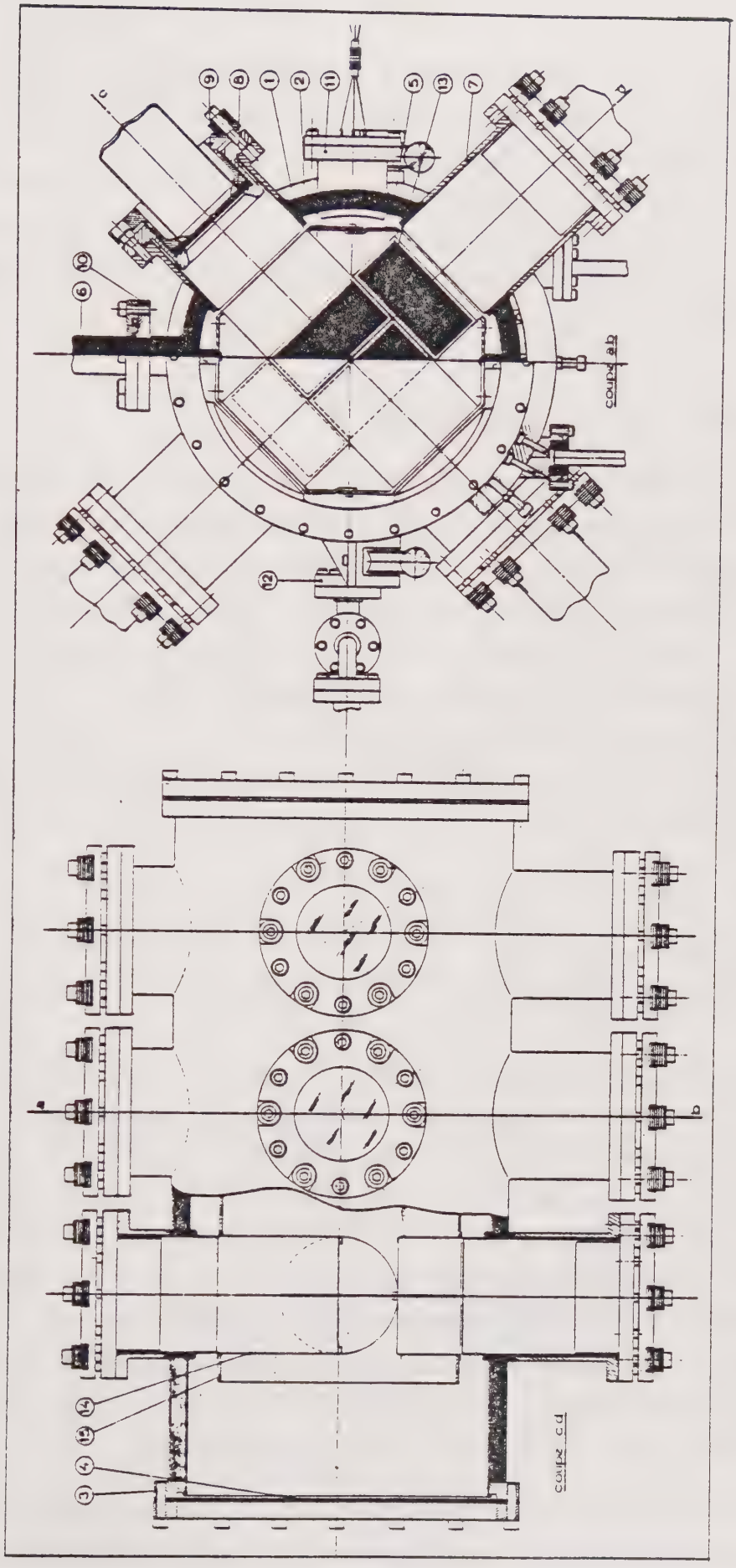


Fig. II.5 Scintillateur gazeux à basse température (77°K).

Ce type de détecteur a permis d'atteindre la limite physique de la résolution en énergie dans le domaine des neutrons de résonances jusqu'à quelques centaines d'electron-volts pour la réaction : $^{239}Pu(n,f)$, [B1 68] ; pour cet exemple, le recouvrement des résonances (donc le nombre de niveaux perdus ($\sim$ 5 %)) n'est fonction que de leurs paramètres physiques. Pour le présent travail, le scintillateur "Saclay IV" est une version simplifiée du type "Saclay III". Il sera décrit en détail au paragraphe *d*.

c. Etudes des effets parasites.

Les matériaux de structures situés au voisinage du corps fissile à étudier peuvent créer des résonances parasites, ces résonances quoique de faible ampli se remarquent lorsque la résolution en énergie des mesures s'améliore. Lors d'une première série de mesures, nous avons détecté les résonances du xénon qui constituait le gaz scintillant et celles du cadmium qui protégeait le détecteur des neutrons thermiques. Nous avons, par la suite, mesuré l'importance de l'effet par du xénon et des matériaux environnants en plaçant *en arrière* d'un scintillateur (version Saclay II) contenant du ^{237}Np et situé à une distance de vol de 8,45 m les matériaux suivants :

- Au (épaisseur : 0,2 mm)
- W (épaisseur : 1 mm)
- Cd (épaisseur : 3,2 mm)

On enregistre les signaux provenant de deux voies différentes correspondant aux deux plans du détecteur de fission qui sont séparés de 8 cm. Pour le premier plan, les plaques de Cd, Au et W se trouvent à 6 cm environ des dépôts de ^{237}Np, pour le second, elles se trouvent à 14 cm. L'enregistrement sur deux voies séparées a montré que les résonances parasites étaient dues aux rayons γ de capture issus des matériaux environnants et non à des neutrons rétrodiffusés qui auraient provoqué des fissions. Les résonances de l'or, du tungstène et du cadmium se situant, en effet, dans des canaux identiques en temps, alors que celles du Neptunium 237 montrent un décalage, Δt, dû aux distances de vol différentes comme l'indique la figure II. 6.

Ces effets s'annulent en mettant en coïncidence deux photomultiplicateurs par cellule ; en effet, les fragments de fission créent des scintillations à l'intérieur du détecteur et sont donc détectés par les deux photomultiplicateurs alors que les rayonnements γ, créant des scintillations dans les fenêtre

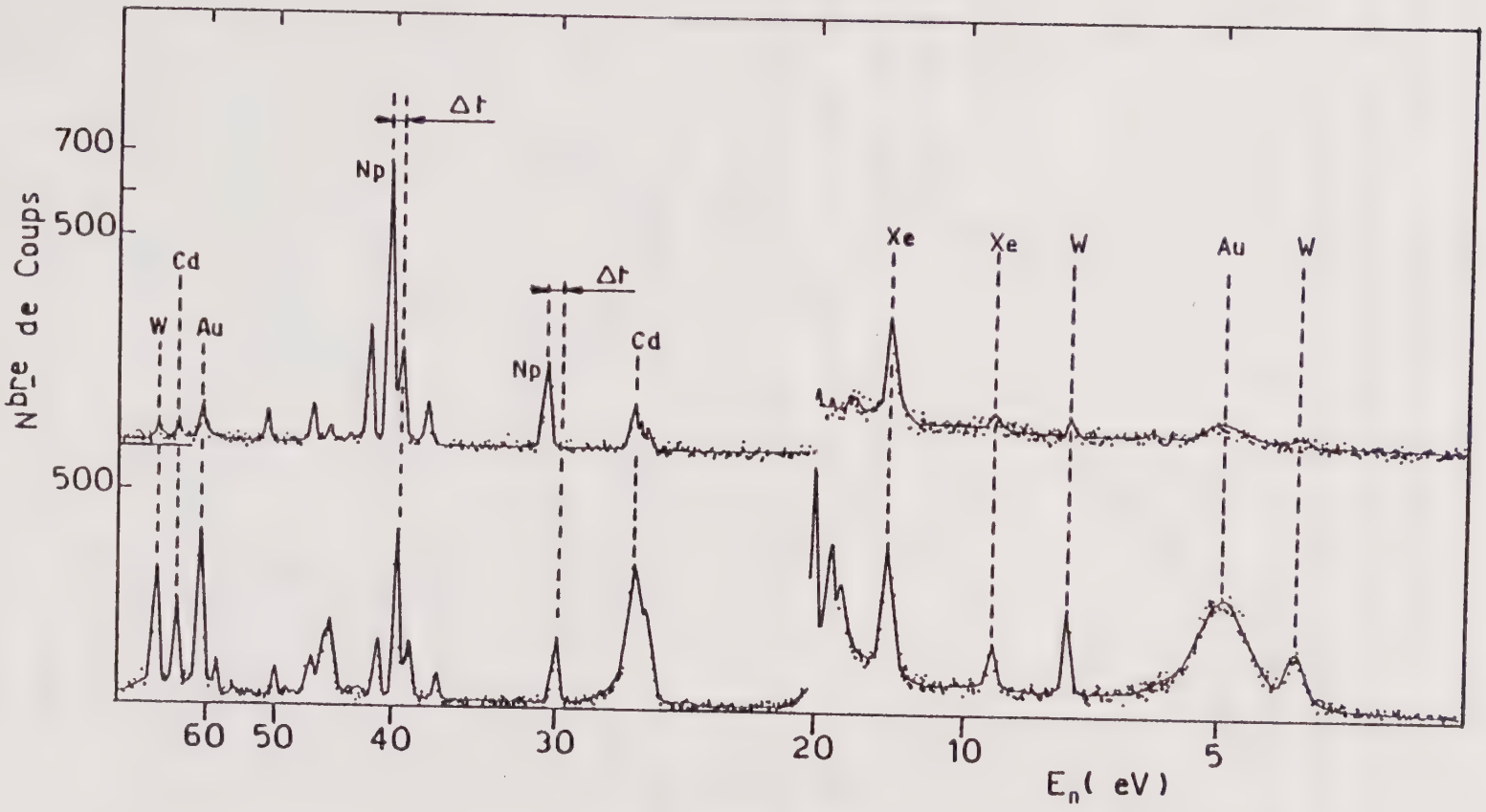


Fig. II.6. Les résonances parasites (Au, W, Cd, Xe) se situent dans des canaux identiques en temps car elles sont dues à des rayons γ de capture, alors que celles de ^{237}Np (n,f) montrent un décalage en temps Δt dû aux distances de vol différentes.

de quartz, ne sont détectés que par un seul photomultiplicateur et sont donc éliminés par le système de coïncidence.

Nous avons également mis en évidence un deuxième effet agissant cette fois sur la section efficace résiduelle de fission : un détecteur vidé de son gaz scintillant et placé dans le faisceau de neutrons a détecté, en transmission, les résonances d'écrans de cadmium, rhodium et or, placés *en avant* du détecteur. On suppose que les neutrons produisent dans les matériaux environnants des rayonnements γ qui donnent des scintillations dans le quartz. On diminue cet effet, d'une part par le système de coïncidence et d'autre part, en établissant tout au long de la base de temps de vol plusieurs collimations destinées à absorber les neutrons diffusés.

D'autre part, nous avons évalué, à l'aide d'un programme utilisant une méthode de Monte-Carlo, les effets de diffusion et de rétrodiffusion des neutrons sur l'aluminium du détecteur situé dans le faisceau de neutrons. Les effets de diffusion ou de rétrodiffusion introduisent une section efficace de fission résiduelle qui peut être importante, par exemple, dans la réaction ^{239}Pu(n,f) à 12,4 eV, elle est de l'ordre de 2 barns, soit environ 2.10^{-3} de la section efficace de fission au maximum de la résonance.

Les calculs ont été effectués pour notre premier type de scintillateur (version Saclay I) qui contenait des quantités importantes d'aluminium dans le faisceau (1,2 kg réparti entre les supports de dépôts, les cloisons internes et les parois du corps du scintillateur).

La figure II.7 montre les résultats de notre calcul effectué entre 5 et 20 eV. Les courbes A, B et C représentent respectivement les sections efficaces de fission totale, diffusée de l'avant et rétrodiffusée de la réaction ^{239}Pu(n,f).

Par la suite, cet effet a été considérablement diminué, puisque le scintillateur version Saclay III n'ayant que 0,2 kg d'aluminium dans le faisceau, le maximum de rétrodiffusion était de 10^{-4}. Il a pratiquement été éliminé dans le scintillateur définitif décrit en d (version Saclay IV) en remplaçant une partie de l'aluminium par du mylar et en augmentant la longueur du scintillateur. Il sera important de se souvenir de cet effet de rétrodiffusion de neutrons si l'on veut effectuer une mesure d'anisotropie des fragments de fiss au moyen de grilles qui introduisent dans le faisceau de neutrons d'importante quantités de matériau. Il sera donc nécessaire d'effectuer séparément la mesu d'anisotropie des fragments et celle de la section efficace de fission.

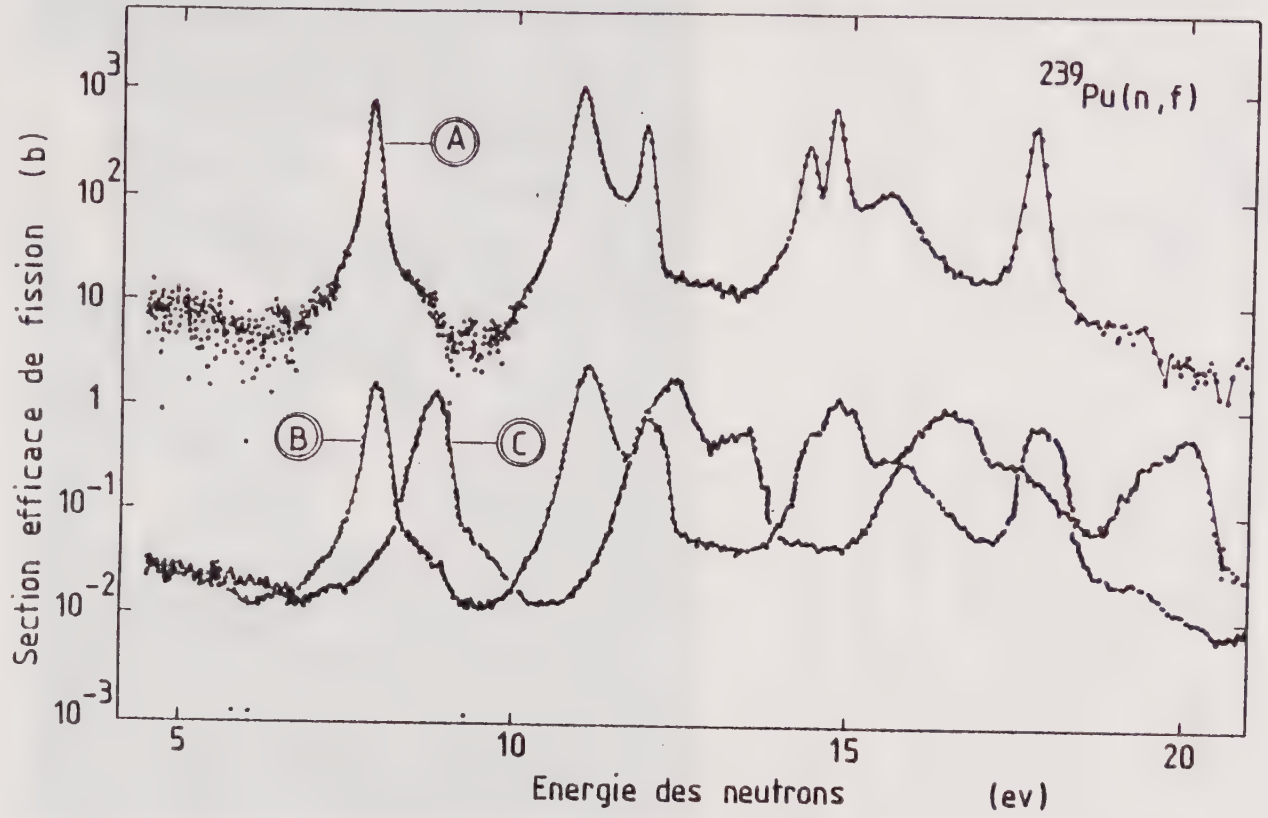


Fig. II.7. Effets de diffusion B et de rétrodiffusion C des neutrons sur l'aluminium du détecteur. Les courbes A, B et C représentent respectivement les sections efficaces de fission totale, diffusée de l'avant et rétrodiffusée.

d. Ensemble de détection utilisé pour les réactions $^{230,232}Th(n,f)$.

L'ensemble de détection se compose du scintillateur gazeux et de l'électronique associée.

d. a) Scintillateur gazeux. Le corps du scintillateur (version Saclay IV) est composé de six cellules identiques, réparties dans trois plans parallèles équidistants de 12,5 cm, chaque cellule isolée optiquement est observée à travers deux fenêtres de quartz par deux photomultiplicateurs 56 DUVP, à faible bruit de fond, qui détectent en coïncidence les fragments de fission. Le corps du scintillateur (L = 650 mm, D = 228 mm) et l'enceinte à vide qui l'entoure sont représentés en figures II.8.a.et II.8.b. Le gaz scintillant, sous une pression de une atmosphère à température ambiante est, soit un mélange hélium (98 %) - azote (2 %) pour les expériences auprès de l'Al 60, soit du xénon pour les expériences auprès de GELINA, le xénon étant préférable au mélange hélium-azote du point de vue de la rapidité de réponse, donc de la résolution (Tableau II.2).

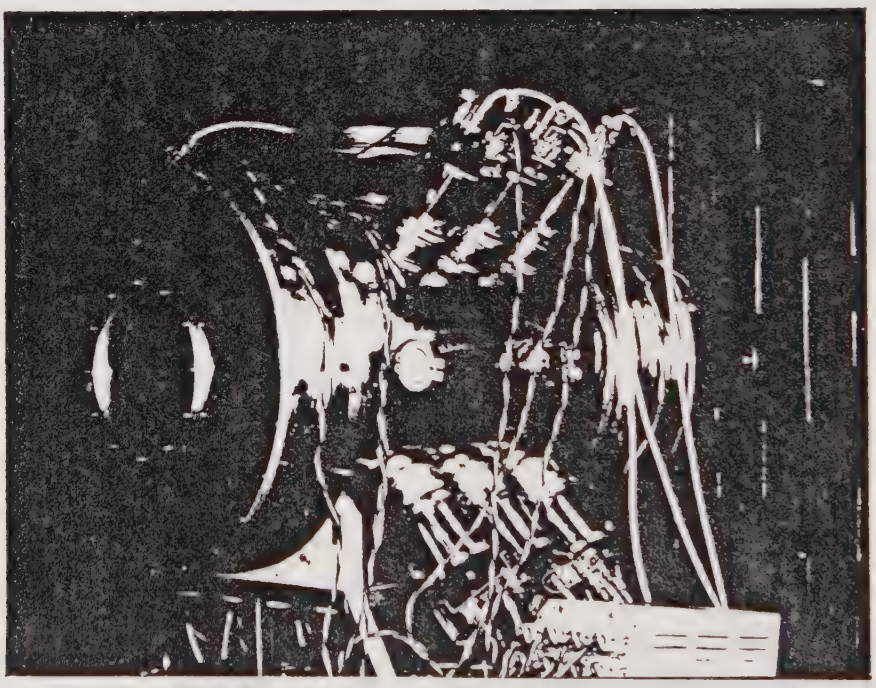


Fig. II.8.a. Scintillateur gazeux version "Saclay IV".

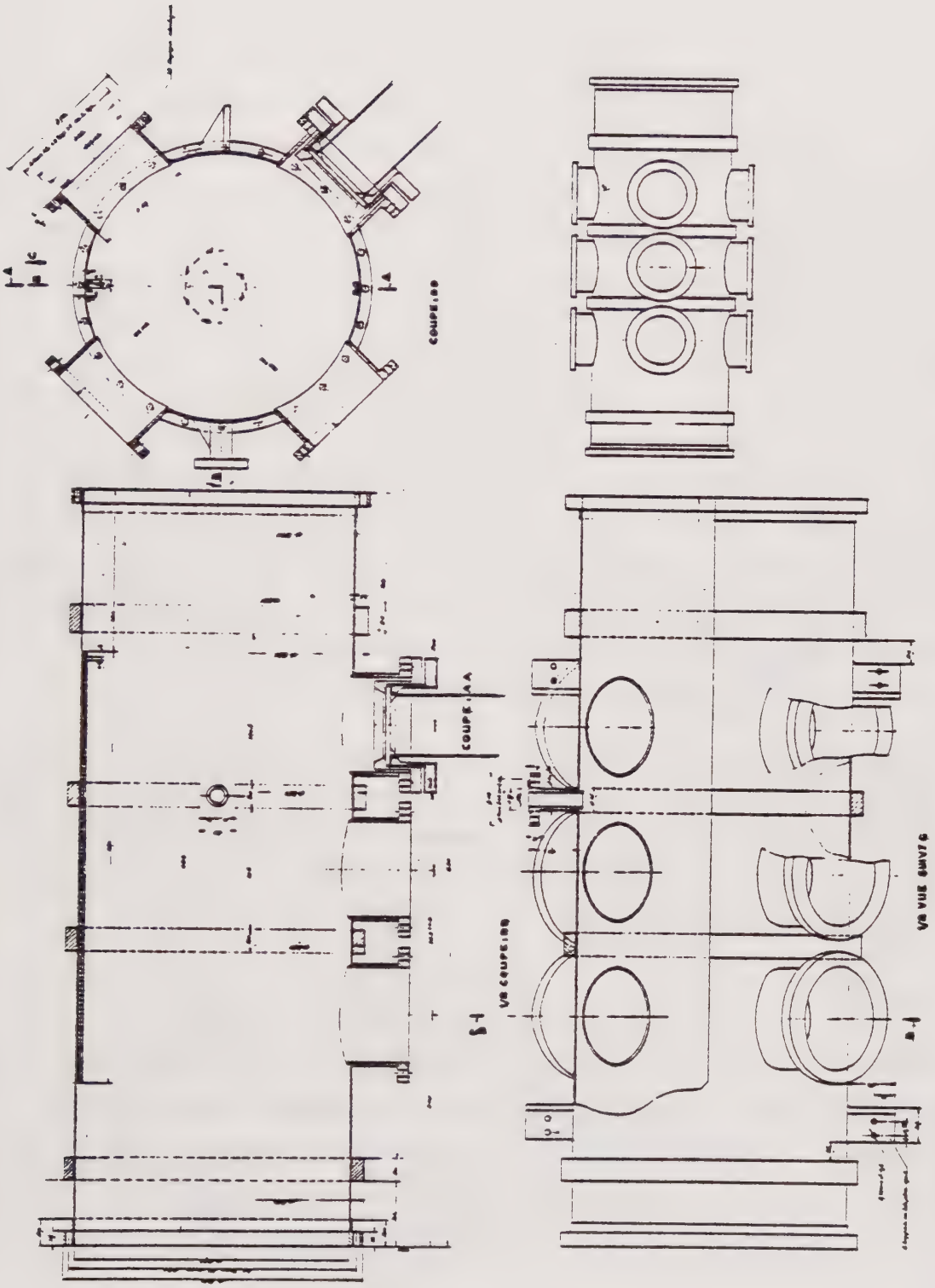


Fig. II.8.b. Scintillateur gazeux version "Saclay IV".

d. b) Electronique associée. La partie de l'électronique installée auprès du détecteur (fig. II.9) comprend les 12 photomultiplicateurs 56 DUVP (Radiotechnique), les discriminateurs en amplitude et les tiroirs de coïncidences chaque cellule est vue par deux photomultiplicateurs qui déclenchent chacun un discriminateur dont l'un a un signal de sortie de 40 ns de large et l'autre de seulement 10 ns. La coïncidence entre ces deux signaux est déclenchée par le second discriminateur de type à fraction constante (ORTEC 457) : le "jitter" de l'électronique est ainsi réduit de $\sqrt{2}$ par rapport à une coïncidence habituelle par recouvrement de deux impulsions de largeurs égales. Chaque tiroir de coïncidence délivre une impulsion rapide destinée à mesurer le temps de vol et une impulsion lente d'identification de la cellule. Les impulsions rapides (mélangées) alimentent un convertisseur temps amplitude (CTA) unique. Ce convertisseur est déclenché après un retard de 3 µs par l'impulsion T_o qui est le signal du début de chaque bouffée de l'accélérateur. Le système de codage est stabilisé en début et en fin de la zone d'analyse. Cette zone n'occupe que 4 µs sur les 1250 µs séparant deux bouffées successives, aussi un signal T_o (une fois sur cent), retardé de quelques centaines de µs afin de ne pas tomber dans la zone d'intérêt, déclenche la voie "start" et après un retard soit de 0,4 soit de 3,4 µs, la voie "stop". Un système automatique ajuste alors les caractéristiques du codeur analogique digital afin de maintenir dans des canaux prédéterminés les deux pics de stabilisation.

La largeur des canaux du sélecteur de temps de vol est de l'ordre de 1 ns. Cette largeur est mesurée périodiquement au moyen d'un calibrateur en temps "Ortec". Au cours de chaque séquence de mesures dont la durée était de l'ordre de 6 à 8 semaines, les fluctuations n'ont pas excédé 10^{-3} et ont néanmoins été prises en compte dans le calcul de l'énergie.

II.4. FONCTION DE RESOLUTION

Le but de la mesure étant l'étude de réactions (n,f) avec une résolution en énergie de l'ordre de quelques keV pour des neutrons d'environ 1 MeV, nous allons évaluer l'importance relative des différents paramètres entrant dans la fonction de résolution qui, dans notre cas se limitent aux incertitudes électroniques, à l'effet Doppler, et au temps de relaxation des neutrons dans la cible (fig. II.14).

a. Incertitudes électroniques.

Les incertitudes sur la détermination du temps de vol donnent une erreur

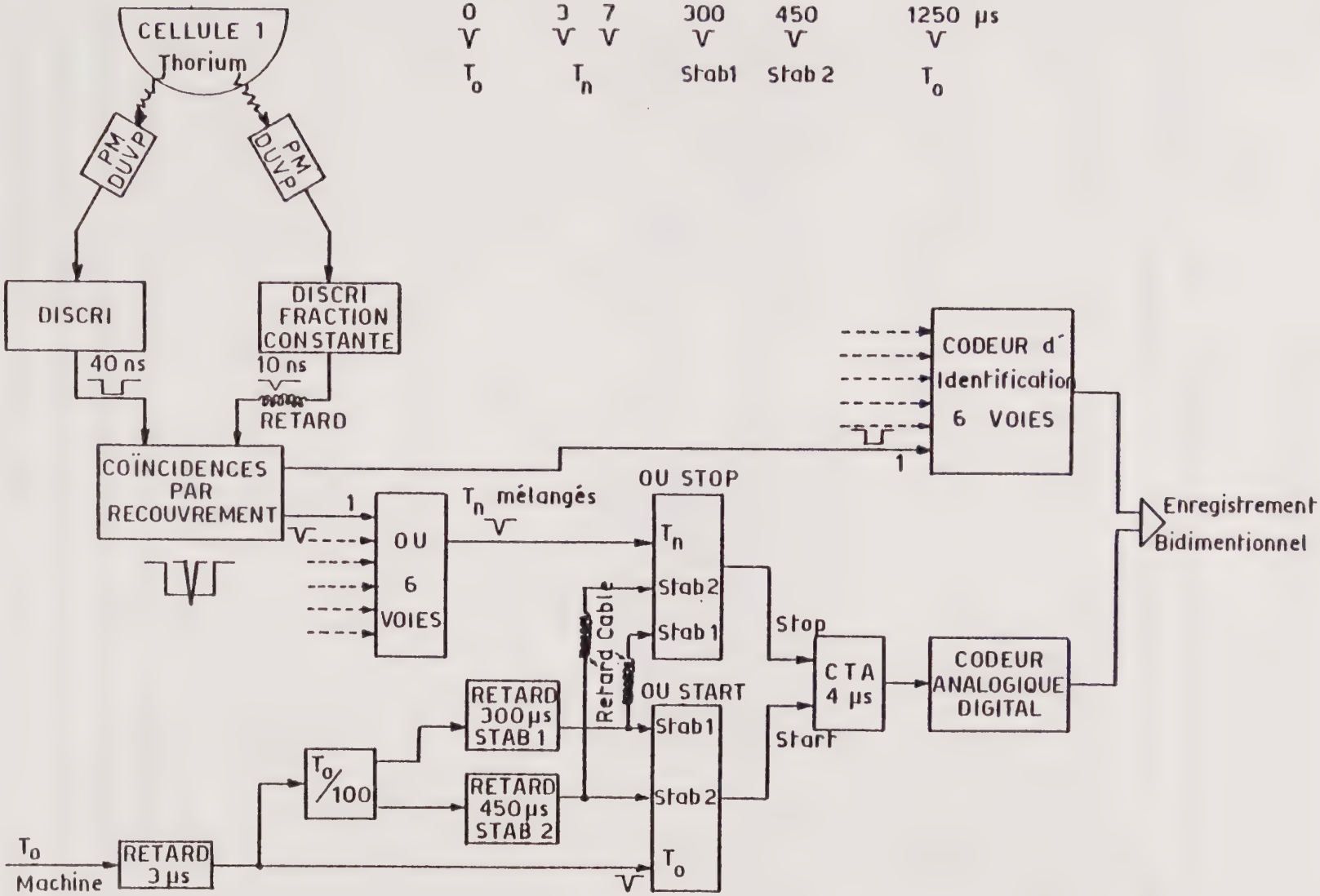


Fig. II.9. Schéma synoptique de l'appareillage électronique.

sur l'énergie ΔE proportionnelle à $E^{3/2}$:

$$\Delta E = \frac{1}{36,15} \frac{\Delta t}{L} E^{3/2}$$

Les incertitudes en temps Δt sont dues aux instabilités du signal T_o indiquant le début de chaque bouffée de l'accélérateur, à la largeur en temps de l'impulsion du courant l'électrons sur la cible, Δt_{acc}, à la largeur des canaux du sélecteur de temps de vol, Δt_s et enfin à la résolution propre du détecteur, Δt_d.

Auprès des accélérateurs linéaires de Saclay et de Geel, les instabilités du signal T_o n'ont pas excédé 1 ns durant toute la durée de l'expérience.

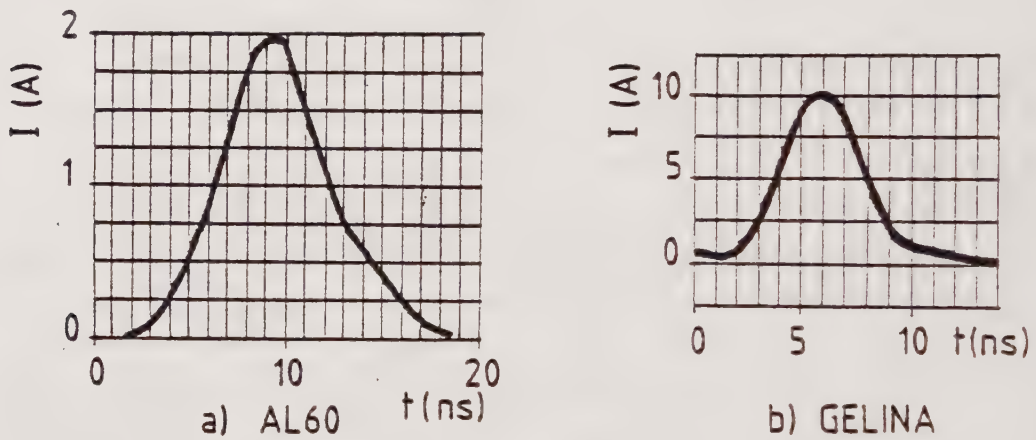


Fig. II.10. Impulsions du courant d'électrons sur la cible d'uranium.

Les figures II.10 a) et b) montrent l'impulsion du courant d'électrons sur la cible d'uranium. La largeur à mi-hauteur est de 6 ns à l'AL 60, figure a et de 4 ns à Gélina, figure b, c'est l'incertitude principale.

La largeur des canaux du sélecteur de temps de vol, Δt_s, est de 1 ns. La résolution du détecteur Δt_d a été étudiée à l'aide d'une source de ^{252}Cf placée à l'intérieur d'une cellule du détecteur. Les deux photomultiplicateurs associé à cette cellule étaient connectés à un convertisseur temps-amplitude. L'un des photomultiplicateurs donnait le signal de départ et l'autre le signal d'arrêt. Les meilleurs résultats ont été obtenus avec du xénon pour une pression de une atmosphère. La figure II.11 présente la fonction de réponse en temps. Sa largeu à mi-hauteur est d'environ 0,8 ns. Dans ce cas, l'efficacité de détection des fragments de fission est d'environ 86 %.

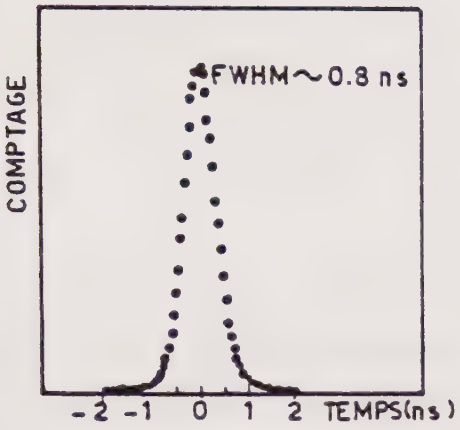


Fig. II.11. Réponse en temps d'un scintillateur gazeux de grand volume destiné aux études de fission par temps de vol.

Le tableau II.2 montre la variation de la résolution en fonction du gaz (argon ou xénon) et de la pression. Dans ces conditions, les performances actuelles du détecteur ne sont pas un facteur limitatif de la résolution ; c'est,en effet,la contribution de l'accélérateur avec une largeur de bouffée de 4 ns qui reste prépondérante.

Tableau II.2

Largeur à mi-hauteur de la fonction de réponse en temps d'un scintillateur gazeux de grand volume en fonction de la nature et de la pression de gaz scintillant.

Gaz	P(Kg/cm^2)	FWHM (ns)
Ar	0,5	3,4
"	1,0	1,3
"	1,4	1,1
Xe	0,3	2,7
"	0,6	1,1
"	1,0	0,8

b. Effet Doppler.

L'effet Doppler est dû à l'agitation thermique des noyaux dans le réseau cristallin de l'échantillon. Le déplacement relatif des noyaux cibles par rapport aux neutrons incidents contribue comme la résolution expérimentale à élargir les résonances.

La section efficace mesurée peut alors être considérée comme le produit de convolution de la section efficace théorique et d'une gaussienne dont la

demi-largeur Δ est donnée par la relation :

$$\Delta(eV) = 2\left(\frac{kT_{eff}E_n}{A}\right)^{1/2}$$

où K est la constante de Boltzmann, T_{eff} la température effective de l'échantil fissile, E_n l'énergie du neutron dans le système du laboratoire et A la masse du noyau cible. Pour les actinides $\Delta = 0{,}02\sqrt{E}$ à la température ambiante, *soit 20 eV* pour une énergie de neutrons de 1 MeV. A ces énergies de neutrons, l'effe Doppler est donc négligeable devant les incertitudes dues à l'électronique qui sont de l'ordre de *quelques keV*.

c. Temps de relaxation des neutrons dans la cible.

Le temps de relaxation des neutrons dû à la diffusion élastique à l'intérieur de la cible a été calculé par une méthode de Monte-Carlo [Ki 60]. Pour des neutrons rapides, il reste très inférieur à la durée de l'impulsion d'électrons (< 1 ns pour des neutrons de 700 KeV).

II.5. DISPOSITIF DE MESURE DE L'ANISOTROPIE DES FRAGMENTS DE FISSION

Les distributions angulaires des fragments de fission (Annexe I) sont fortement dépendantes du spin du noyau composé qui pourra donc être déterminé par une mesure de ces distributions ou de l'anisotropie. A cet effet, un dispositif de mesures d'anisotropie des fragments a été adjoint au détecteur de fission : des grilles (fig. II.12) d'épaisseur e = 1,5 mm et dont les trous avaient comme rayons R = 0,45 ou 0,75 mm étaient placées directement contre les dépôts de thorium. De cette façon, les fragments de fission émis à l'extérieur d'un angle de 31° ou 45° par rapport à la direction des neutrons incidents n'étaient pas détectés. Comme l'indique la figure A-I.2 de l'annexe I,on favorise ainsi les résonances ayant un moment angulaire élevé.

Le dépôt n'étant pas ponctuel, le coefficient de transmission de la grille $T_{K,J}(R, e, \theta_{max})$ est représenté par une intégrale multiple. Cette intégrale est calculée d'une façon analytique dans l'annexe II :

$$T_{K,J}(R,e,\theta_{max}) = \int_0^{\theta_{max}} P(R,e,\theta)\, W_{K,J}(\theta) \sin\theta\, d\theta$$

où $P(R,e,\theta)$ est le poids à affecter à un angle de sortie θ donné :

$$P(R,e,\theta) = \frac{2}{\pi}\left[\text{Arc}\cos\frac{tg\,\theta}{tg\,\theta_{max}} - \sqrt{\left(\frac{tg\,\theta}{tg\,\theta_{max}}\right)^2 - \left(\frac{tg\,\theta}{tg\,\theta_{max}}\right)^4}\right]$$

θ_{max} est l'angle maximum de sortie(31° ou 45° dans notre cas)et $W_{K,J}(\theta)$ représente la distribution angulaire des fragments de fission (Annexe I).

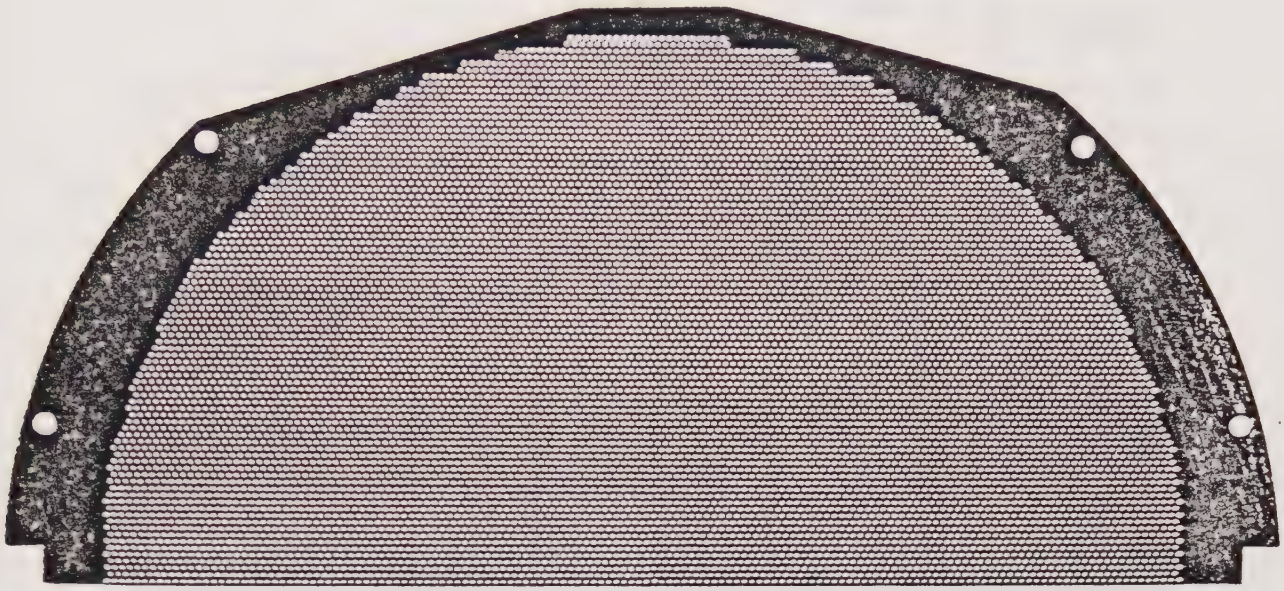


Fig. II.12. Grille utilisée pour mesurer l'anisotropie des fragments de fission.

II.6. CONDITIONS EXPERIMENTALES

L'étude des isotopes 231 et 233 du thorium a été réalisée dans les conditions expérimentales résumées dans le tableau II.3.

Remarquons la quantité importante de thorium 232 (6,6 g) utilisée lors de la quatrième expérience. Cette quantité était répartie dans cinq cellules à raison de trois dépôts par cellule, la sixième cellule, avec un dépôt de ^{237}Np (432,4 mg), était utilisée pour mesurer le spectre de neutrons.

Tableau II. 3

Noyau cible	^{232}Th				^{230}Th
Accélérateur	AL 60 (1ère)	AL 60[a] (2ème)	AL 60[b] (3ème)	GELINA (4ème)	GELINA
Longueur de la base de temps de vol (m)	52	22,4	52	101	51
Accélérateur : Durée des impulsions (ns)	6	6	6	4,2	4,2
Fréquence de répétition(hz)	1000	1000	1000	800	800
Analyseur de temps de vol : Largeur des canaux (ns)	3	3	3	1	1
Nombre de canaux par cellule	1024	1024	1024	4096	4096
Résolution en énergie FWHM (keV)	7 [c]	16 [c]	7 [c]	2,3 [c]	1,7 [d]
Quantité de thorium (g)	0,8	0,8	4,5	6,6	0,7
Filtre	néant				
Gaz scintillant	Hélium 98 % Azote 2 %			Xénon	
Pression (Kg/cm^2)	1			1	
Diamètre des collimations (mm)	160			180	120
Diamètre des dépôts (mm)	150			180	120

a) avec et sans grilles ($\theta < 31°$).

b) avec et sans grilles ($\theta < 45°$).

c) à 1,6 MeV d'énergie de neutrons.

d) à 0,7 MeV d'énergie de neutrons.

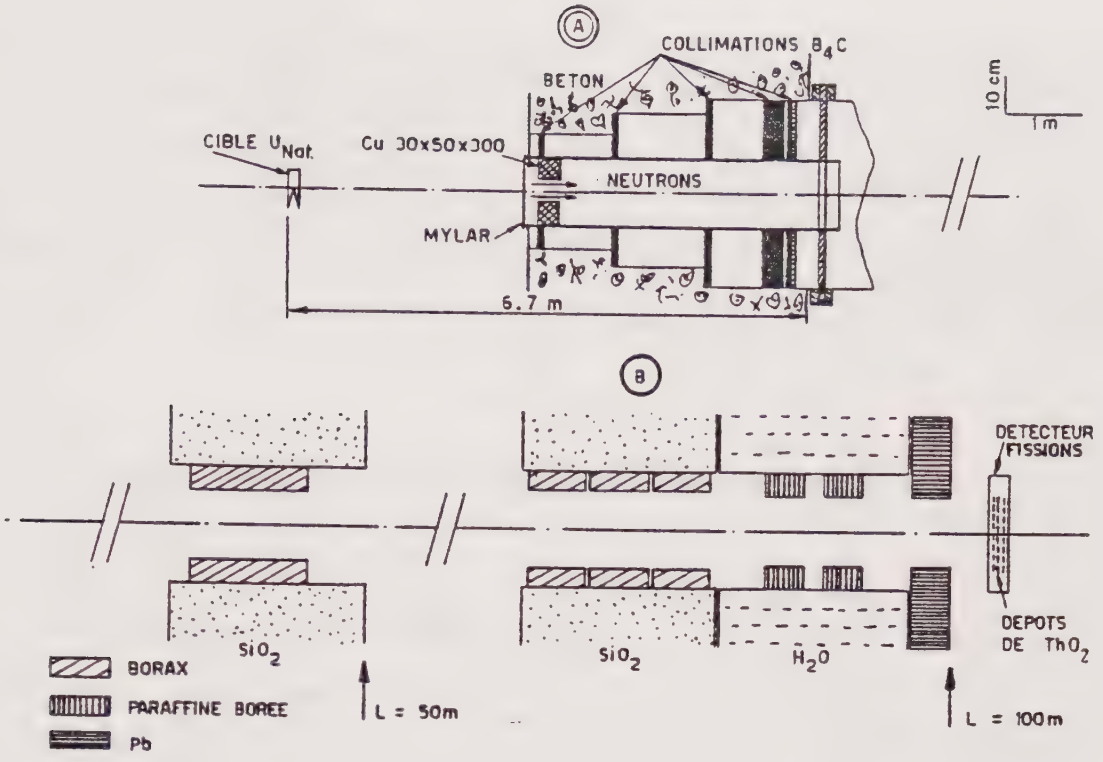


Fig. II.13. Schéma des collimations utilisées lors de la mesure $^{232}Th(n,f)$ auprès de GELINA.

La figure II.13 présente, à titre d'exemple, les différentes collimations installées tout au long de la base de temps de vol de 100 mètres lors de la mesure $^{232}Th(n,f)$ auprès de GELINA. Dans la partie A,figure l'intérieur du massif de béton,d'environ 4 m d'épaisseur,définissant la salle des cibles. Ce massif de béton contient un collimateur rectangulaire en cuivre de dimensions 30 × 50 × 300 mm dont le rôle est d'arréter les neutrons diffusés à l'intérieur de la salle des cibles. Il contient en outre plusieurs collimations en carbure de bore ou en plomb. Signalons, d'autre part, que l'anneau anti-bouffées γ est enlevé. La partie B montre un schéma des collimations installées jusqu'à la station expérimentale où se trouvent :

- à l'intérieur d'un collimateur standard du BCMN, composé d'eau et de carbure de bore, deux collimateurs de borax et paraffine de diamètre 18 cm et de longueur 20 cm séparés par un intervalle de 10 cm afin de piéger les neutrons diffusés.

- devant le détecteur, un mur de plomb présentant une ouverture de diamètre 18 cm et ayant les dimensions 100 × 100 × 20 cm ; le rôle de ce mur est d'absorber les rayons gamma émis essentiellement au cours des réactions de capture de neutrons dans les collimations précédentes.

La figure II.14 présente la largeur à mi-hauteur (ΔE) de la fonction de résolution entre 100 eV et 10 MeV pour les mesures effectuées auprès de GELINA pour ^{232}Th et ^{230}Th. Cette figure montre d'une façon évidente que dans notre cas, le facteur limitatif de la fonction de résolution est uniquement dû au terme électronique composé principalement de la largeur des bouffées d'électro de l'accélérateur.

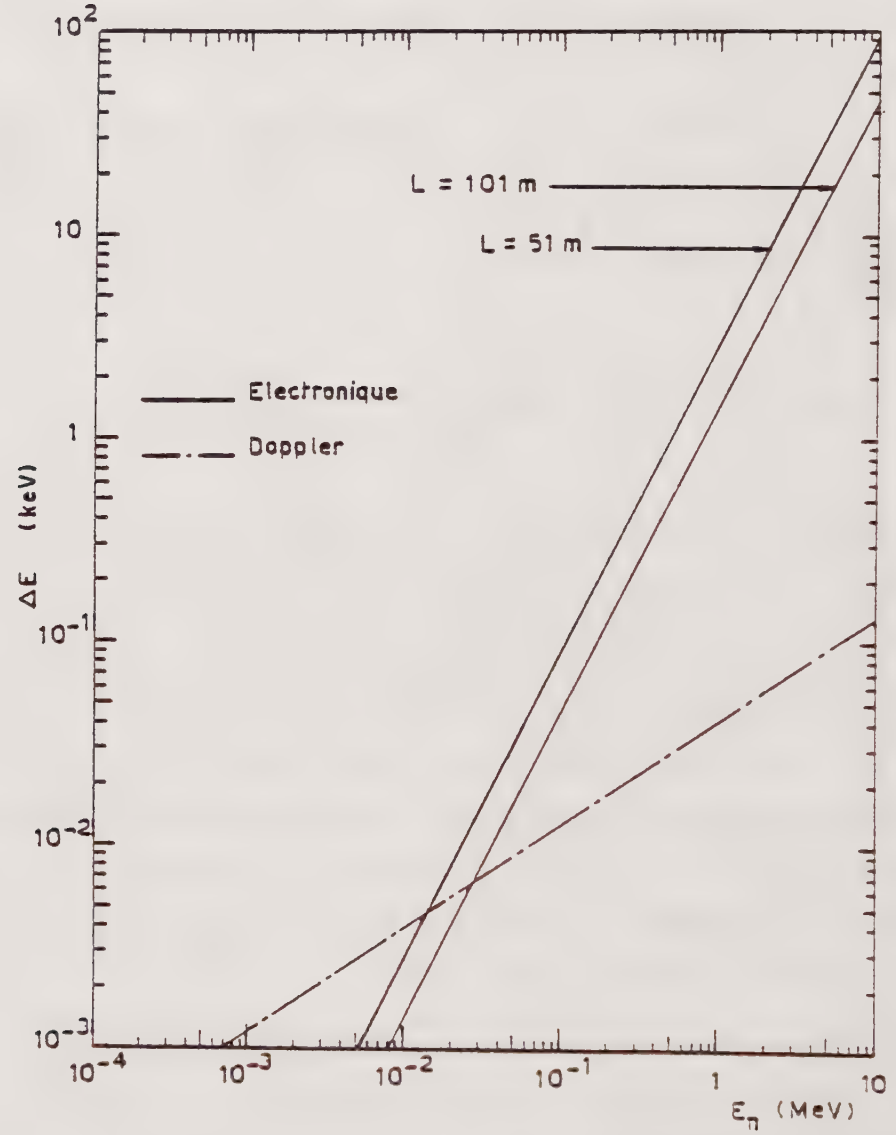


Fig. II.14. Largeur à mi-hauteur de la fonction de résolution expérimentale en fonction de l'énergie des neutrons E_n.

La résolution en énergie a été vérifiée auprès de GELINA au cours d'une expérience spéciale avec une base de temps de vol d'une longueur de 101 m. Un échantillon de graphite d'épaisseur égale à 25 mm était placé dans le faisceau de neutrons incidents.

La figure II.15 montre la variation du taux de comptage du détecteur de fission contenant du ^{232}Th après transmission du faisceau de neutrons à travers le graphite. Le carbone présente en effet, une résonance étroite, de largeur égale à 8 ± 2 keV, pour une énergie de neutrons de 2077 ± 2 keV, [MU 73]. Le coefficient de transmission $T(E_n) = e^{-n\sigma_T(E_n)}$ déduit des paramètres de cette résonance du carbone à 2077 keV est également porté sur la figure II.15.

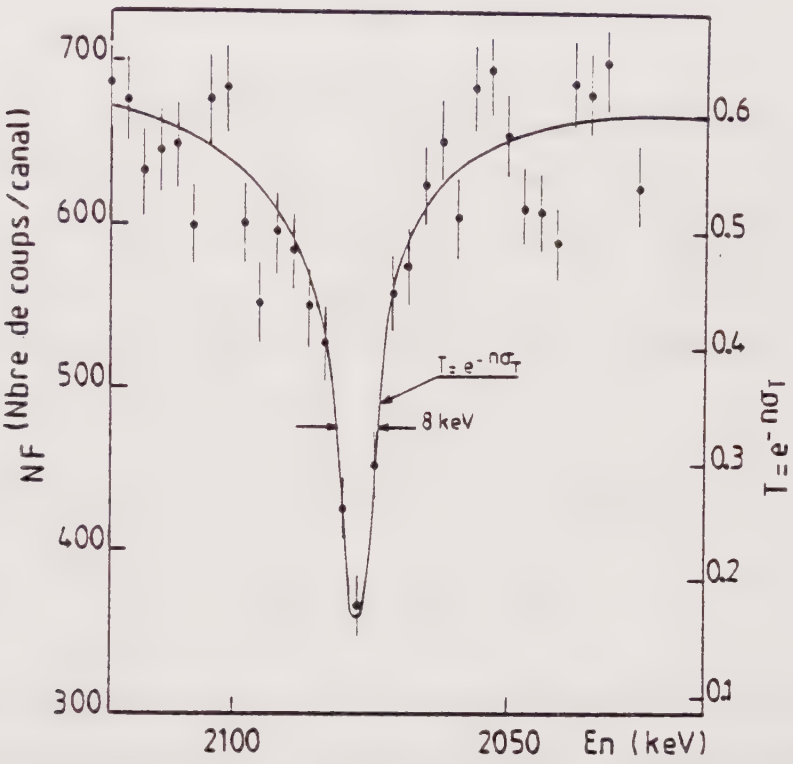


Fig. II.15. Vérification de la fonction de résolution expérimentale à l'aide d'un échantillon de graphite. Les points expérimentaux sont les comptages de fission de $^{232}Th(n,f)$, en fonction de l'énergie de neutrons E_n et la courbe en trait plein représente le coefficient de transmission du carbone, au voisinage de la résonance à 2077 keV.

Les points expérimentaux sont en bon accord avec le calcul ; ceci montre que l'élargissement apporté par la fonction de résolution est négligeable devant la largeur propre de la résonance.

II.7. NORMALISATION

L'une des six cellules contient un dépôt de ^{237}Np dont la section efficace de fission, $\sigma_{n,f}$ ^{237}Np, est utilisée pour déterminer le spectre de neutrons, en effet, cette section efficace ne présente pas de structures au voisinage du seuil de fission, [Pl 76], (fig. V.4).

La section efficace de fission, $\sigma_{n,f}$, est obtenue en divisant pour chaque canal du sélecteur de temps de vol, le nombre d'évènements fission $C_{^{232}Th}$ par le nombre S proportionnel au spectre de neutrons :

$$\sigma_{n,f} = k \frac{C_{^{232}Th} - B_{^{232}Th}}{S}$$

avec :

$$S = \frac{C_{^{237}Np} - B_{^{237}Np}}{\sigma_{n,f}^{^{237}Np}}$$

k est un facteur de normalisation. Les bruits de fond thorium $B_{^{232}Th}$ et neptuniu $B_{^{237}Np}$ sont supposés constants et déterminés à basse énergie où l'on considère la section efficace de fission comme négligeable.

Les sections efficaces de fission sont normalisées aux références suivantes

pour ^{232}Th : $\int_{3\ MeV}^{4\ MeV} \sigma_{n,f}(E)\ dE = 0,144$ b. MeV [Va 79]

pour ^{230}Th : $\sigma_{n,f} = 371$ mb à 1,4 MeV [EJ 65]

Les résultats des mesures d'anisotropie sont normalisés par rapport à une distribution angulaire expérimentale, $W_{exp.}(\theta)$, mesurée à une énergie de neutrons, E_n, où la section efficace de fission comporte peu de structures.

Le coefficient de transmission de la grille s'écrit :

$$T_{exp.}(R,e,\theta_{max}) = \sum_{0}^{\theta_{max}} P(R,e,\theta)\ W_{exp.}(\theta)\ \sin\theta\ d\theta$$

où $P(R,e,\theta)$ est calculé suivant la formule (A.II.11) de l'Annexe II et $W_{exp.}(\theta)$ est la distribution angulaire expérimentale mesurée à une énergie de neutrons $E_n = 2,3 \pm 0,002$ MeV, [ES 70].

On obtient pour $E_n = 2,3$ MeV :

$$\sigma_{n,f}(\theta < 31°) = 6,0 \text{ mb et } \sigma_{n,f}(\theta < 45°) = 13,2 \text{ mb.}$$

Chapitre III

RESULTATS EXPERIMENTAUX

Ce chapitre présente en III.1 les résultats expérimentaux de mesures effectuées à Saclay, auprès de l'accélérateur linéaire AL 60 puis à Geel, auprès de l'accélérateur linéaire GELINA et en III.2, une comparaison avec les résultats obtenus dans d'autres laboratoires.

III.1. RESULTATS EXPERIMENTAUX (ce travail)

a) Réaction $^{232}Th(n,f)$, 1ère expérience (AL 60).

La section efficace de la réaction ^{232}Th (n,f) a été mesurée à des énergies de neutrons comprises entre 1,2 et 6,0 MeV [B1 75]. Les conditions expérimentales en sont présentées dans le tableau II.3. Cette mesure a, pour la première fois, mis en évidence un effet de structures fines illustré par les flèches dans la figure III.1. Nous avons cependant considéré ces résultats comme préliminaires car le taux de comptage dans cette expérience était faible (environ 400 coups par canal de 3 keV dans la résonance située aux environs de 1,6 MeV).

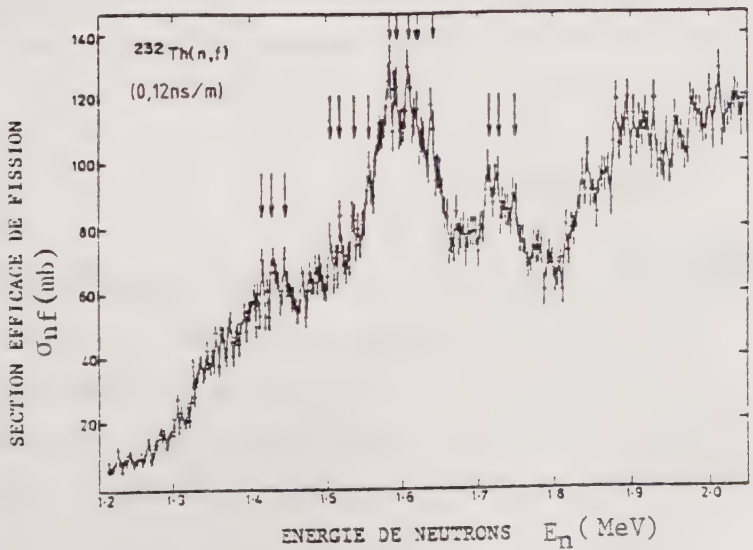


Fig. III.1. Section efficace de la réaction $^{232}Th(n,f)$ pour des énergies de neutrons comprises entre 1,2 et 2,0 MeV.

b) Réaction $^{232}Th((n,f)$, 2ème expérience (AL 60).

La fonction d'excitation ^{232}Th (n,f) a été mesurée aux conditions expérimentales pr tées au Chapitre II, tableau II.3. Le but de cette expérience était de détermin la valeur du nombre quantique K (projection du moment angulaire total J sur l'axe de déformation principal du noyau) à attribuer aux différentes voies de fission ; à cet effet, deux cellules du scintillateur gazeux étaient utilisées suivant le schéma de la figure III.2; la première avec un dépôt de 400 mg détectait les fragments de fission émis dans tous les angles, la seconde avec un dépôt identique sélectionnait les fragments dans des directions à des angles θ inférieurs à 31° par rapport à la direction des neutrons incidents ; ceci s'effectuait au moyen des grilles d'aluminium placées directement contre les dépôt

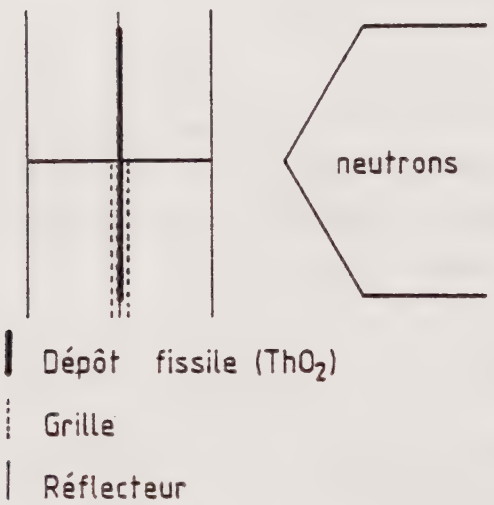


Fig. III.2. Position des dépôts de thorium dans la 2ème expérience.

Les figures III.3 et III.4 présentent pour des énergies de neutrons comprises entre 1 et 12 MeV les sections efficaces de fission $\sigma_{n,f}$ pour θ < 90° et θ < 31°. Pour des énergies de neutrons inférieures à 2,5 MeV environ, soit une énergie d'excitation de 7,3 MeV, on remarque la présence de résonances dont la largeur est comprise entre 50 et 100 keV. Chaque résonance peut être associée à une voie de fission partiellement ouverte. Lorsque l'énergie d'excitation augmente, il y a mélange d'un nombre de plus en plus grand voies de fission présentes et la section efficace $\sigma_{n,f}$ montre alors un aspect mo tone. Ensuite vers 6 MeV d'énergie de neutrons apparaît la fission de seconde chance de la réaction ^{232}Th(n,n'f) et on retrouve à nouveau peu de voies de fission avec des résonances dans un intervalle d'environ 2 MeV.

c) Réaction $^{232}Th(n,f)$, 3ème expérience Al 60.

L'anisotropie des fragments de fission a été mesurée avec, comme dans la deuxième expérience, des grilles d'aluminium placées directement contre les dépôts de thorium. Les conditions expérimentales sont également présentées au chapitre II, tableau II.3. Dans ce cas, nous avons surtout cherché à sélectionner les différentes composantes du moment angulaire J pour des valeurs

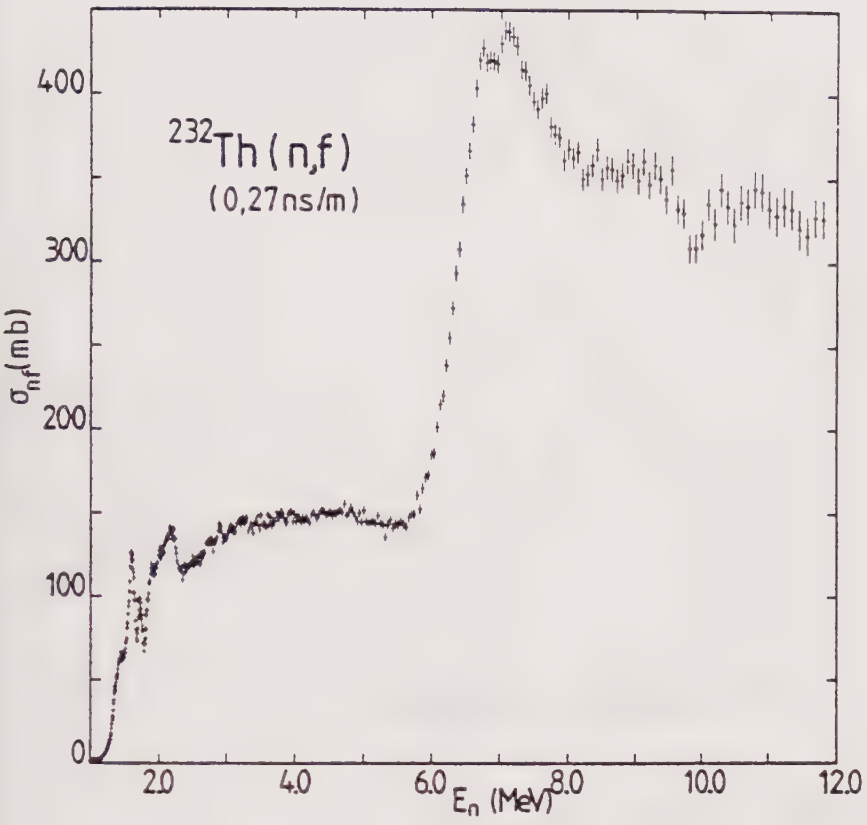


Fig. III.3. Section efficace de la réaction $^{232}Th(n,f)$ pour des énergies de neutrons comprises entre 1 et 12 MeV.

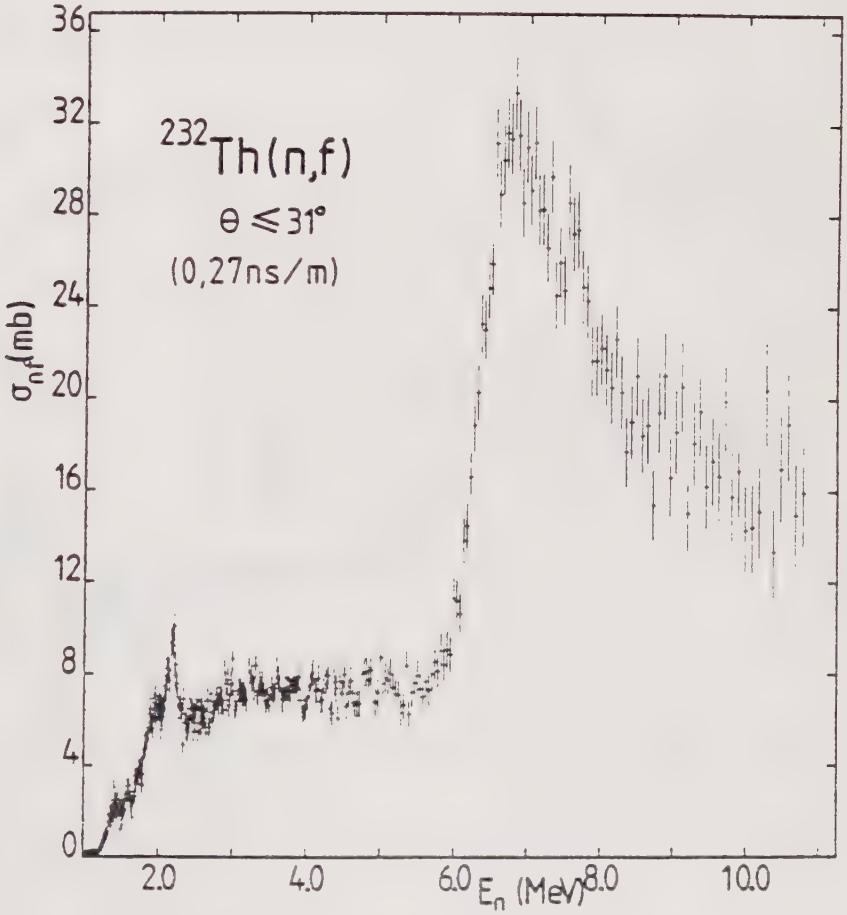


Fig. III.4. Section efficace de la réaction $^{232}Th(n,f)$ pour des énergies de neutrons comprises entre 1 et 11 MeV et des angles $\theta < 31°$.

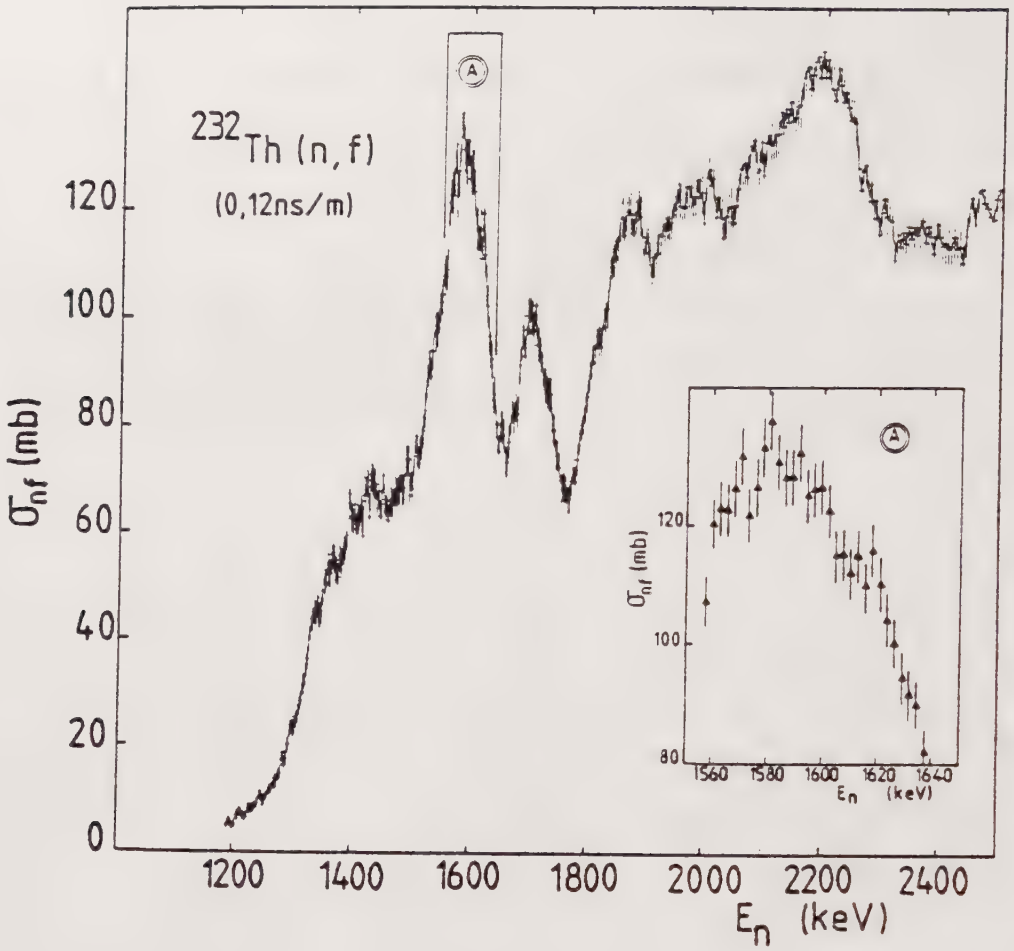


Fig. III.5. Section effi de la réaction 232Th(n, pour des énergies de ne trons comprises entre 1,2 et 2,5 MeV.

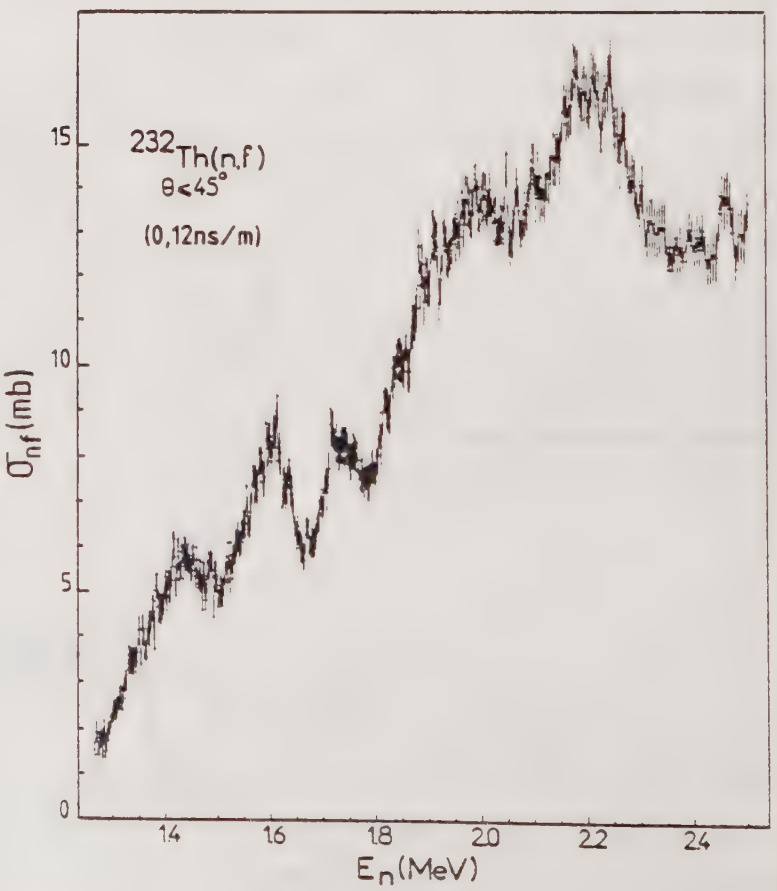


Fig.III.6. Sections efficace de la réaction $^{232}Th(n,f)$ pour des énergies de neutrons comprises entre 1,3 et 2,1 MeV et des angles $\theta < 45°$.

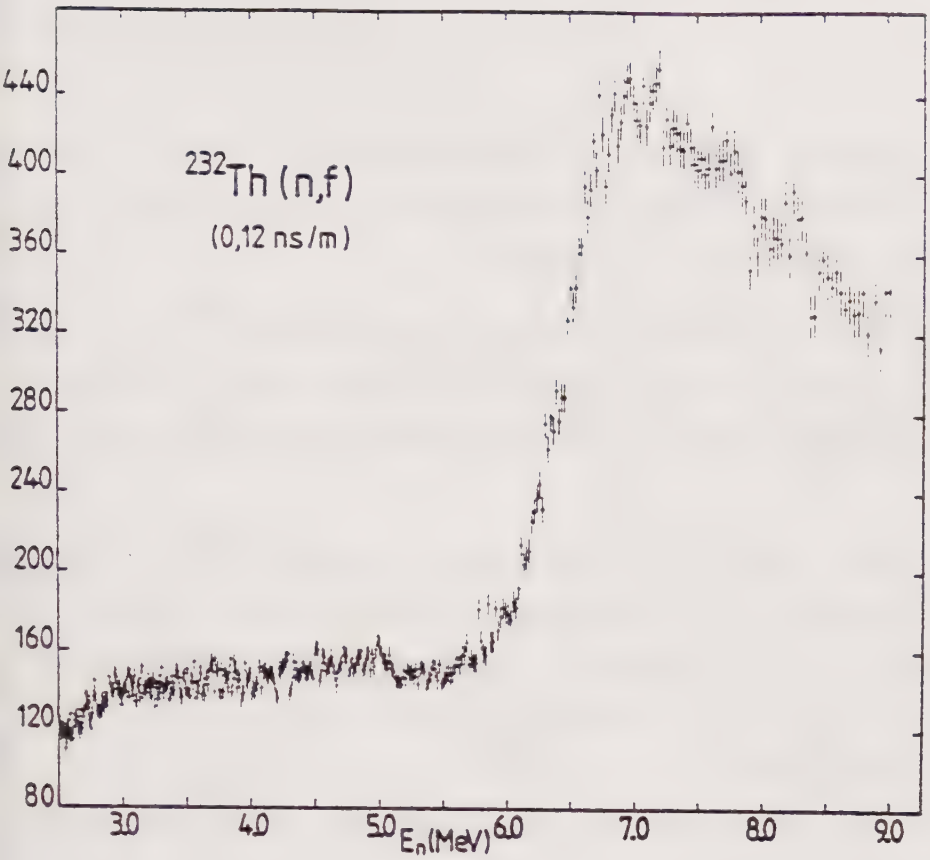
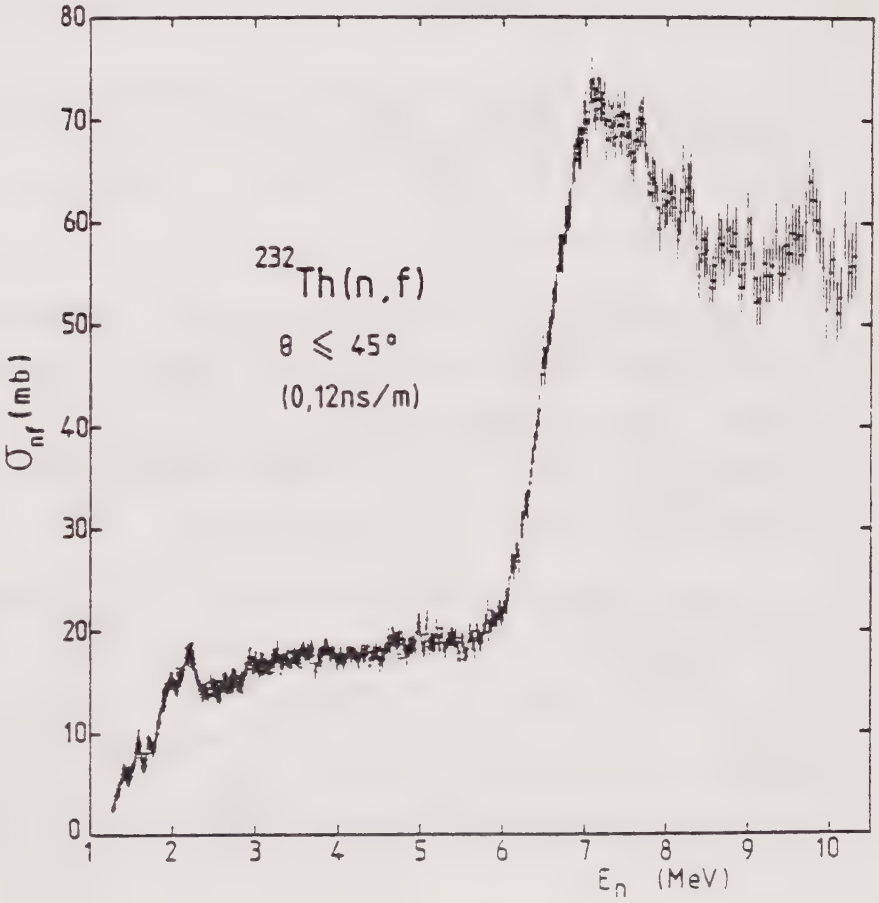


Fig. III.7. Section efficace de la réaction $^{232}Th(n,f)$ pour des énergies de neutrons comprises entre 2,5 MeV et 9,0 MeV.



ig. III.8. Section efficace de la réaction $^{232}Th(n,f)$ pour des énergies de neutrons comprises entre ,0 et 10,0 MeV et des angles θ < 45°.

de $K \geq 3/2$; aussi les fragments de fission n'étaient détectés qu'à l'intérieur d'un angle de 45° par rapport à la direction des neutrons incidents et la résolution nominale était améliorée (0,12 ns/m).

Simultanément, la section efficace de fission totale ($\theta < 90°$) était mesurée avec la même résolution sur une autre base de temps de vol, à l'aide d'un détecteur séparé, ceci afin d'éviter les effets de rétrodiffusion discutés au chapitre précédent.

Les résultats de ces deux mesures sont présentés en figures III.5 et III.6. Comme dans la première expérience, on y remarque la présence d'un effet de structure fine, avec de plus,des intensités différentes suivant que la détection des fragments s'effectue avec ou sans grilles. Ceci suggère déjà la présence de moments angulaires différents.

Les figures III.7 et III.8 présentent les résultats jusqu'à une énergie de neutrons de 10 MeV.

d) Réaction $^{232}Th(n,f)$, 4ème expérience (GELINA).

Cette quatrième mesure a été entreprise afin de confirmer et de préciser l'existence et l'interprétation des structures fines. A cet effet, l'accélérateur linéaire du B.C.M.N. (GELINA) a été utilisé comme source pulsée de neutrons, tableau II.3.

Une excellente résolution en énergie a été obtenue, (par exemple 2,3 keV à une énergie de neutrons de 1,6 MeV) grâce à une base de temps de vol de 101 m et une largeur d'impulsion de l'accélérateur de 4,2 ns, soit une résolution nominale de 42 ps/m. Le scintillateur gazeux était rempli de xénon à la pression atmosphérique et contenait 6,6 g de ^{232}Th.

L'excellente précision statistique (7200 événements par canal de 2 keV à E_n = 1,6 MeV) est illustrée dans la figure III.9 a) où la section efficace $^{232}Th(n,$ est présentée jusqu'à une énergie de neutrons de 2,5 MeV. La figure III.9.b présente aux environs de 1,6 MeV d'énergie de neutrons les résultats obtenus avec un pas en énergie de 1 keV/canal, Cette nouvelle mesure confirme l'existence de structures fines au voisinage du seuil de fission de la réaction $^{232}Th(n,f)$.

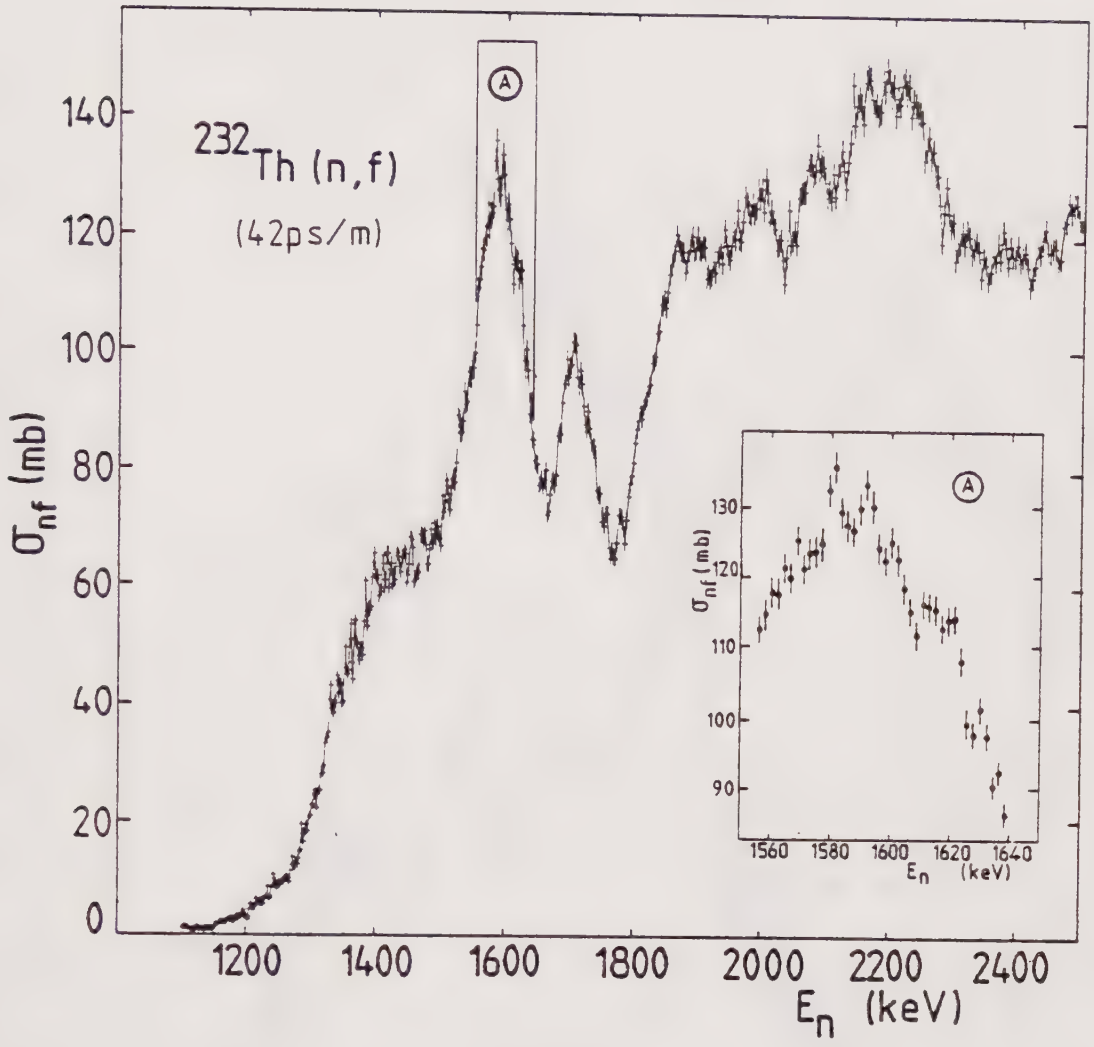


Fig. III.9.a) Section efficace de la réaction $^{232}Th(n,f)$ à des énergies de neutrons comprises entre 1,1 et 2,5 MeV et pour un pas d'environ 2 keV/canal.

Le détail de la section efficace entre 1,56 et 1,61 MeV est représenté dans le cadre A.

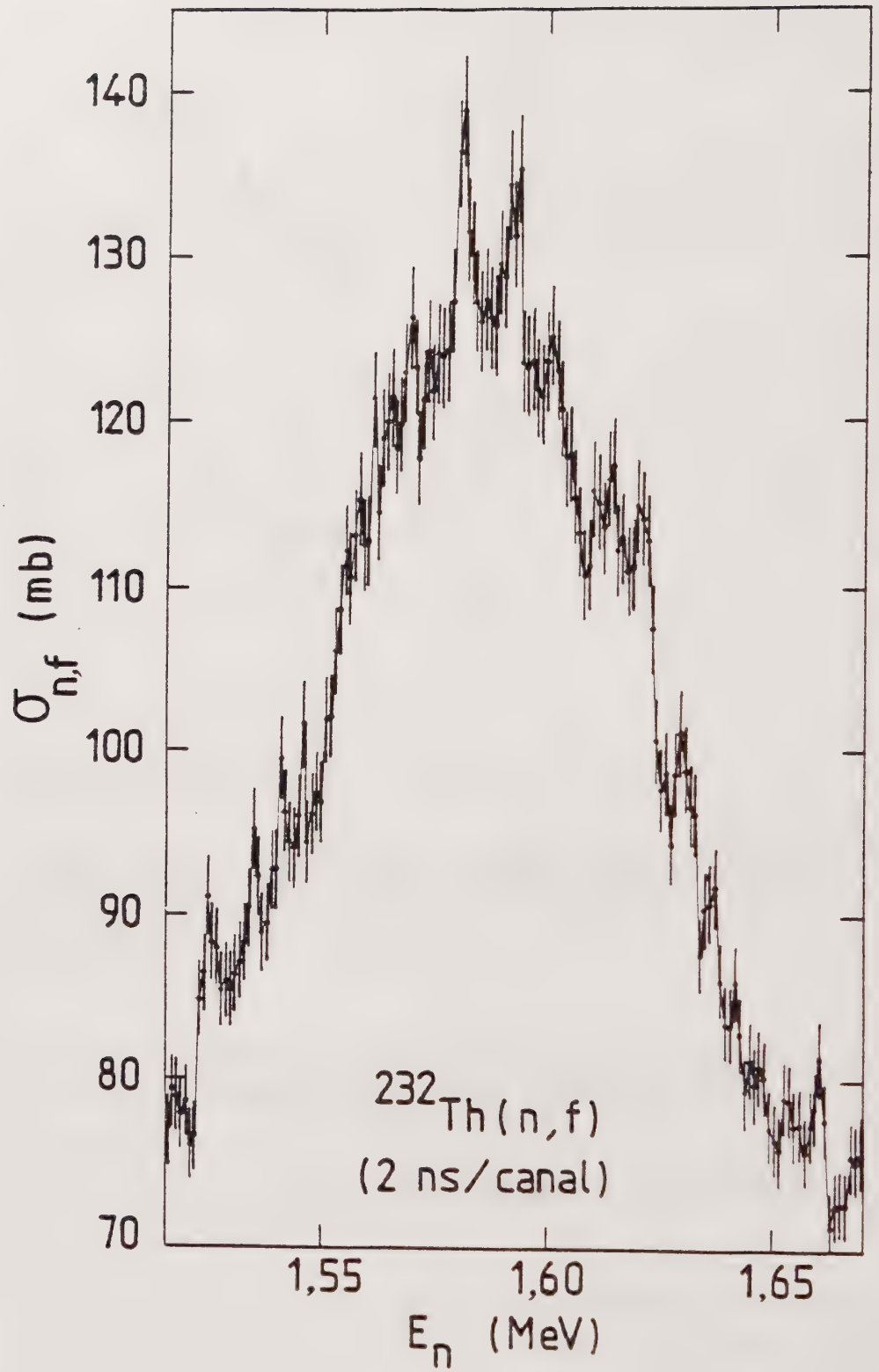


Fig. III.9.b) Section efficace de la réaction $^{232}Th(n,f)$ aux environs de 1,6 MeV d'énergie de neutrons, pour un pas en énergie d'environ 1 keV/canal.

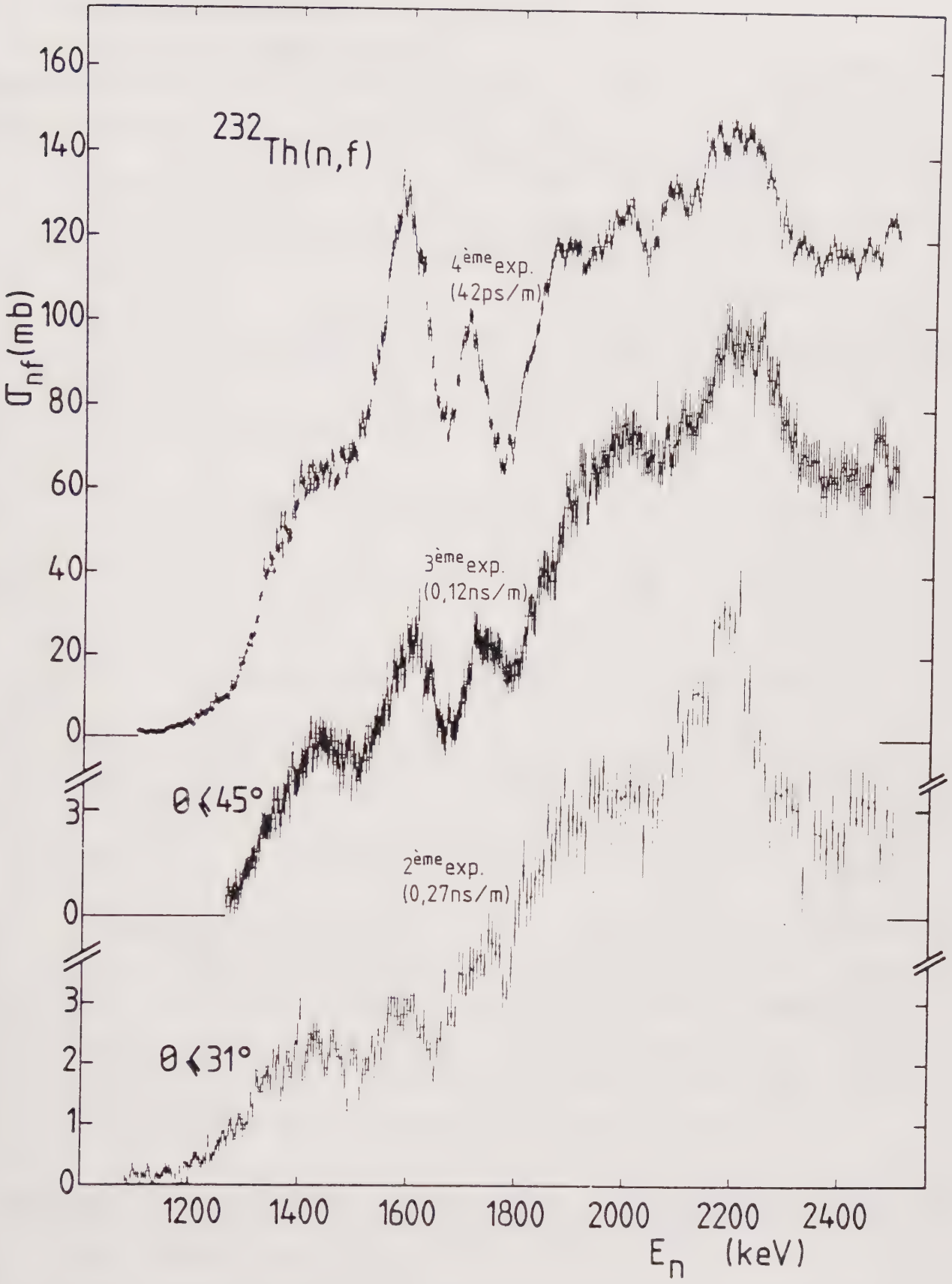


Fig. III.10. Sections efficaces de la réaction $^{232}Th(n,f)$ mesurées, dans tous les angles (haut de la figure), [Bl 80] et pour des angles $\theta \leqslant 45°$ et $\theta \leqslant 31°$ au moyen de grilles, [Bl 75, Bl 77].

La figure III.11 illustre l'importance de la fonction de résolution en éner on y a comparé les résultats expérimentaux bruts et ces mêmes résultats convolués par une gaussienne de largeur à mi-hauteur variant de 2,5 à 10 keV. Remarquons qu'au-delà d'une valeur de 7,5 keV, il devient très difficile de séparer les dive composantes de la structure fine.

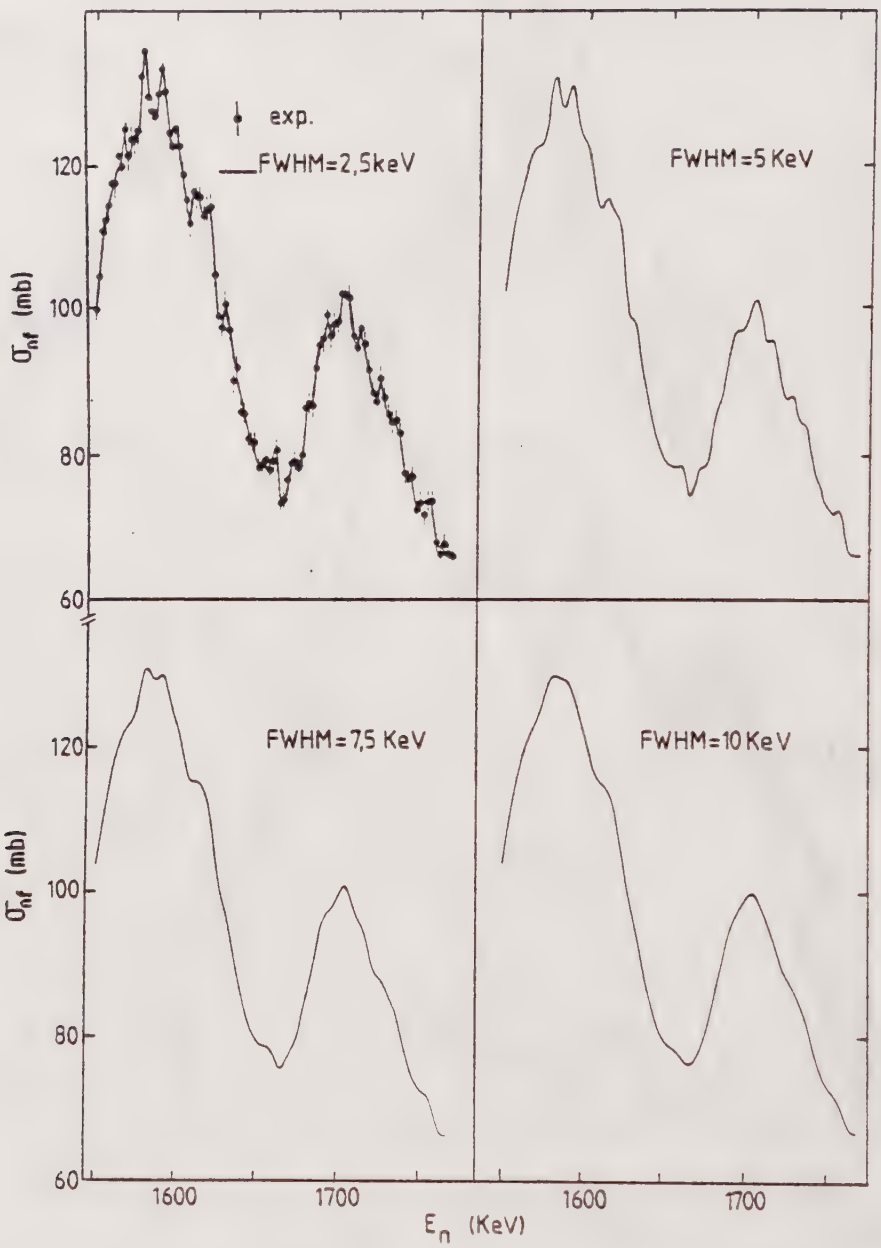


Fig. III.11. Convolution de la section efficace $^{232}Th(n,f)$ par une gaussienne de largeur à mi-hauteur variant de 2,5 à 10 keV.

Une étude non ambiguë d'éventuels états de rotation dans les réactions $^{230,232}Th(n,f)$ nécessite au préalable la mise en évidence des différents états collectifs possibles ; aussi, avons-nous porté notre effort, tout au long des expériences précédentes, vers l'amélioration de la résolution en énergie.

e) Réaction $^{230}Th(n,f)$ - GELINA.

La section efficace de la réaction $^{230}Th(n,f)$ a été mesurée jusqu'à une énergie de neutrons de 5 MeV. L'accélérateur linéaire du B.C.M.N. (GELINA) a été utilisé comme source pulsée de neutrons avec une résolution nominale de 82 ps/m. A 720 keV d'énergie de neutrons, la résolution effective en énergie était de 1,7 keV. Le scintillateur gazeux était rempli de xénon à la pression atmosphérique et contenait 699,3 mg de ^{230}Th* répartis dans cinq cellules, la sixième cellule était chargée de 452,4 mg de ^{237}Np afin de permettre une normalisation de la section efficace de fission de ^{230}Th par rapport à celle de ^{237}Np évaluée dans ENDF/B-IV [SS 76].

La composition isotopique des échantillons de thorium était la suivante :

^{230}Th : 91,54 %

^{232}Th : 8,46 %

Le thorium était déposé sous forme de ThO_2 sur les deux faces de feuilles semi-circulaires (ϕ support = 179 mm, ϕ dépôt = 120 mm) de titane dont l'épaisseur était de 12 µ. Pour quatre cellules, l'épaisseur des dépôts était de 1,2 mg/cm^2, tandis que la cinquième contenait deux dépôts d'épaisseur : 0,6 mg/cm^2.

La figure III. 12 présente la section efficace de fission de $^{230}Th(n,f)$ entre les énergies de neutrons comprises entre 0,7 et 2,2 MeV; la partie encadrée A de la figure détaille au voisinage de 720 keV le cas très rare d'une résonance isolée. La présence d'un effet de structure fine dont les composantes ont une largeur inférieure à 10 keV est également mise en évidence sans ambiguïté.

La figure III.13 illustre l'importance de la fonction de résolution en énergie. Les quatre cas présentés montrent les résultats de la convolution des valeurs expérimentales par une gaussienne de largeur à mi-hauteur variant de 2,5 à 10 keV ; on peut constater que, pour une valeur de la fonction de résolution supérieure à 5 keV, il devient très difficile, dans cet exemple, de détecter un effet de structure fine.

* Le thorium 230 a été fourni par l'U.S.E.R.D.A.

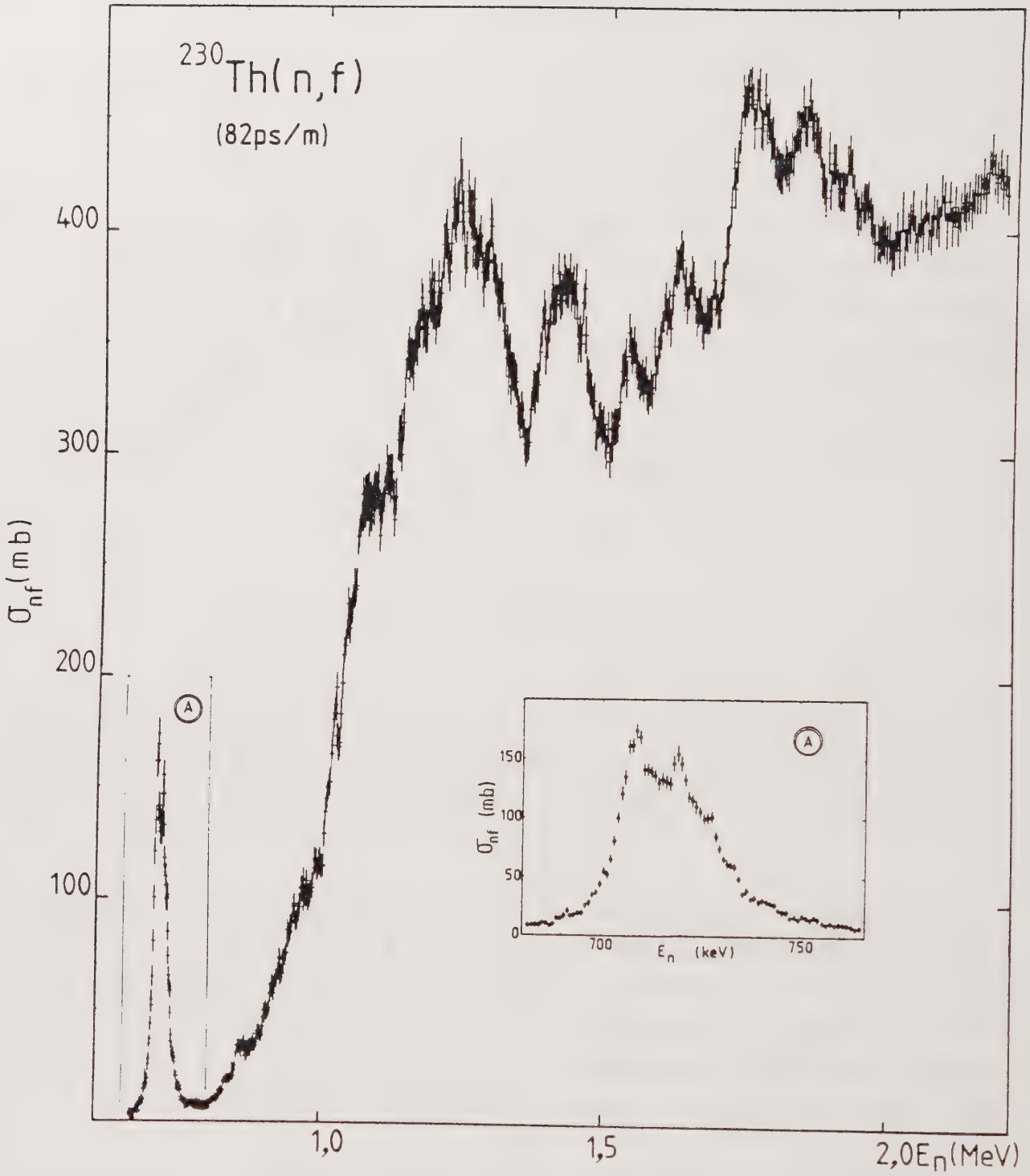


Fig. III.12. Section efficace de la réaction $^{230}Th(n,f)$ pour des énergies de neutrons comprises entre 0,7 et 2,2 MeV.

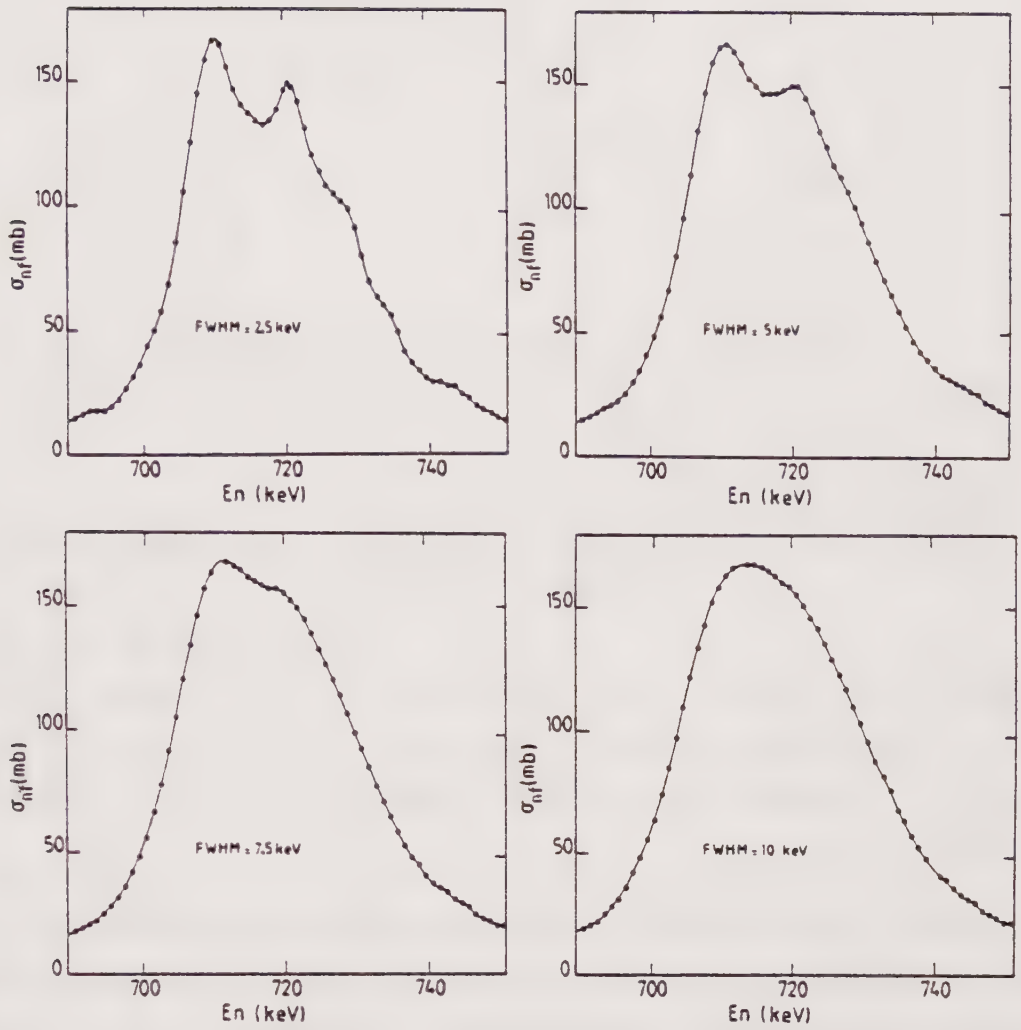


Fig. III.13. Convolution de la section efficace $^{230}Th(n,f)$ par une gaussienne de largeur à mi-hauteur variant de 2,5 à 10 keV.

III.2. COMPARAISON AVEC LES RESULTATS D'AUTRES LABORATOIRES

a) ^{233}Th -

L'une des premières mesures montrant l'existence de résonances au voisinage du seuil de fission dans la section efficace de la réaction $^{232}Th(n,f)$ est celle de Henkel et Smith [HS 56]. Ces résonances, bien plus larges ($\Gamma \sim 100$ keV) que celles situées à basse énergie de neutrons ($\Gamma < 1$ eV) illustraient "l'anomalie du thorium".

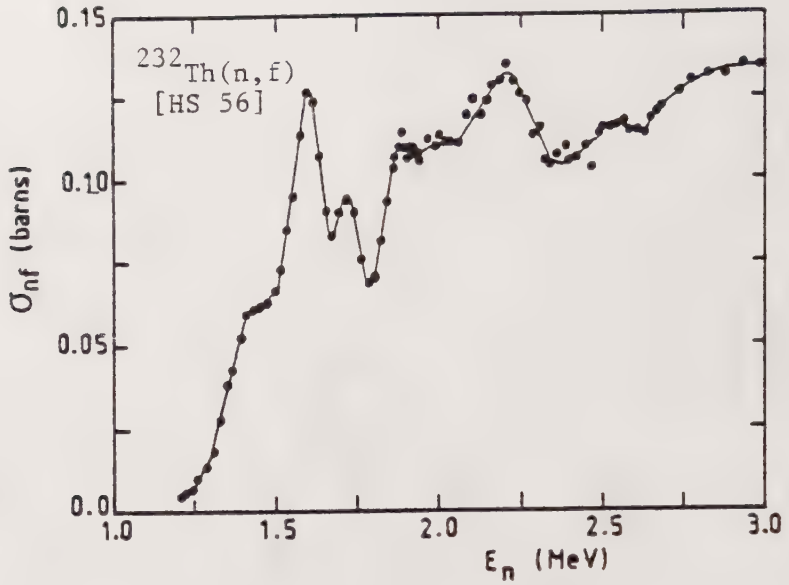


Fig. III.14. Section efficace de la réaction $^{232}Th(n,f)$ en fonction de l'énergie de neutrons E_n, entre 1,2 et 3,0 MeV, d'après Henkel et Smith [HS 56].

Dans ce cas, en effet, pour une hauteur E_A de la première barrière de l'ordre de 5 MeV et une énergie d'excitation $E_{exc.} \sim B_n + E_n$, égale à 6,4 MeV, la barrière de potentiel avec un seul maximum (B) ne peut donner lieu à des états résonants.

D'autres études ont, par la suite, été entreprises, en portant l'effort sur l'amélioration de la résolution en énergie ou sur des mesures de distributions angulaires (ou anisotropie) des fragments de fission.

La figure III.15 présente les résultats de D.W. Muir et al. [MV 71]. Cette mesure a été effectuée à deux angles différents (15° et 80°) par rapport à la direction des neutrons incidents.

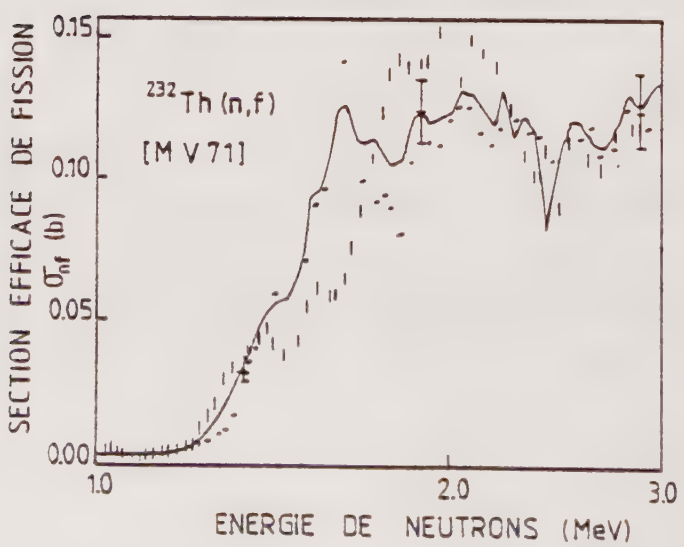


Fig. III.15. Section efficace de la réaction $^{232}Th(n,f)$ d'après D.W. Mu et al. [MV 71] mesurée aux angles d 15° (barres) et 80° (points) par rapport à la direction des neutrons incidents. Le trait plein indique la section efficace de fission intégrée sur tous les angles.

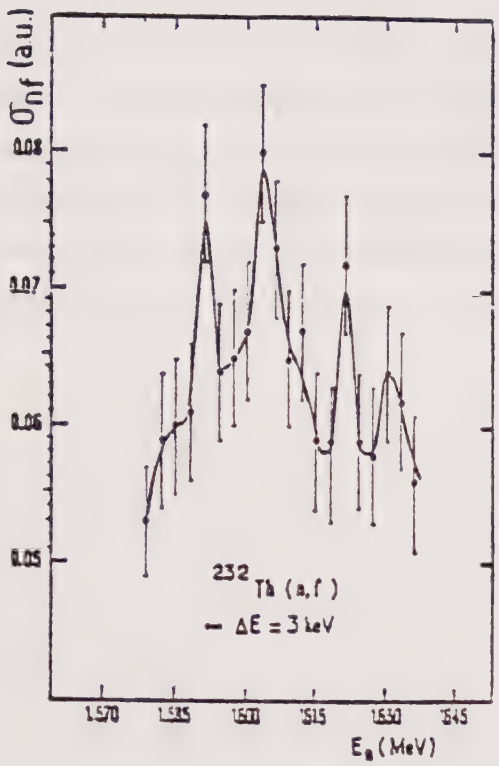


Fig. III.16. Section efficace de la réaction $^{232}Th(n,f)$ aux environs d'une énergie de neutrons de 1,6 MeV d'après G. Barreau, [Ba 77].

Nous avons vu au paragraphe III.1 que les résonances larges de la réaction $^{232}Th(n,f)$ se structuraient en plusieurs états [Bl 75] dont la largeur était de l'ordre de 5 à 10 keV. Cet effet de structure fine peut également être observé dans les résultats de G. Barreau, [Ba 77] (figure III.16). Ces résultats ont été obtenus en utilisant un faisceau de neutrons monoénergétiques auprès de l'accélérateur Van de Graaf de 4 MeV du CENBG.

Le tableau III.1 montre qu'après recalage de l'énergie de 11 keV il y a accord sur la position des pics entres les résultats de Bordeaux, [Ba 77] et ceux de Saclay-Geel, (ce travail).

Tableau III.1

SACLAY - GEEL	BORDEAUX	
E_n (keV)	E_n (keV)	$E_{n\ cor.}$ (keV)
1569 ± 1		
1580 ± 0,5	1591 ± 3	1580 ± 3
1591 ± 1	1603 ± 3	1592 ± 3
1601 ± 1		
1613 ± 1	1621 ± 3	1610 ± 3
1615 ± 2	1630 ± 3	1619 ± 3
1632 ± 2		
1657 ± 3		

Récemment, G.F. Auchampaugh et al.,[Au 81] ont également étudié la réaction $^{232}Th(n,f)$; s'il apparaît sur la figure III.17 que l'effet de structure fine est estompé, notamment dans la résonance située aux environs de E_n = 1,6 MeV, cela pourrait être attribué à un effet de rétrodiffusion des neutrons par les grilles utilisées pour les mesures d'anisotropie. La figure III.18 montre en effet que, par rapport au faisceau de neutrons incidents,ces grilles sont situées en arrière des cellules utilisées pour mesurer la section efficace de fission intégrée sur tous les angles.

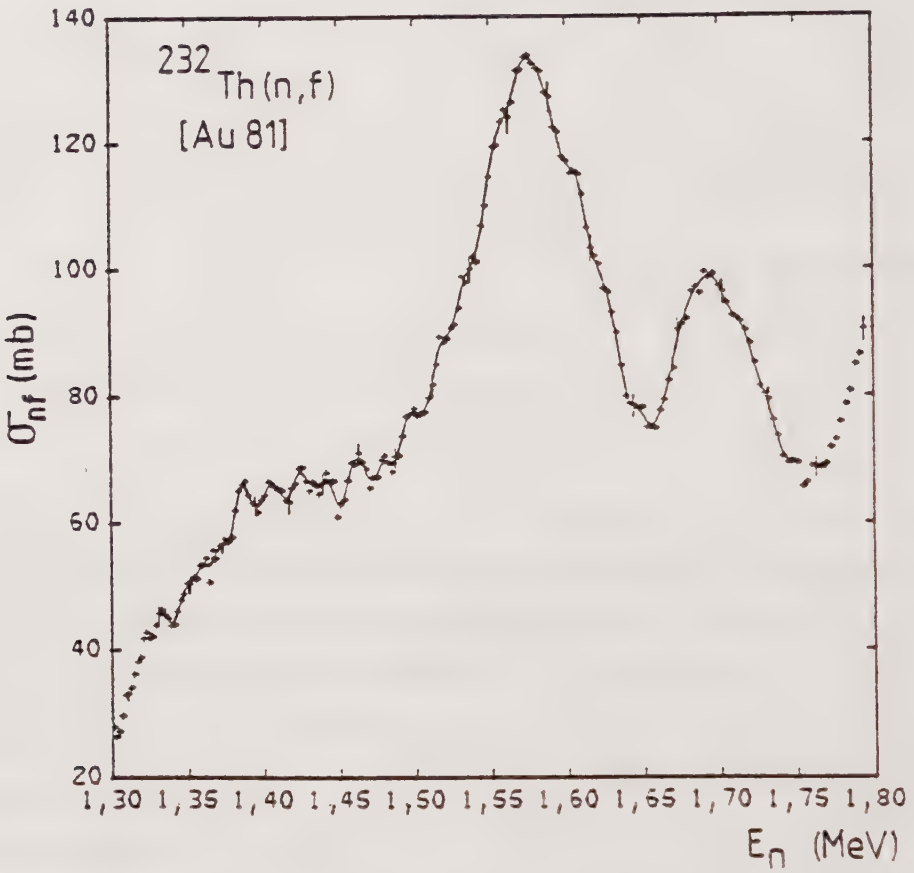


Fig. III.17. Section efficace de la réaction $^{232}Th(n,f)$ en fonction de l'énergie de neutrons E_n, comprise entre 1,3 et 1,8 MeV, d'après G.F. Auchampaugh et al.,[Au 81].

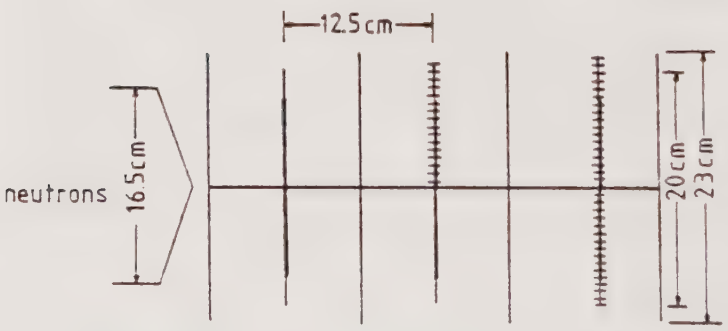


Fig. III.18. Vue schématique du détecteur de fission utilisé par G.F. Auchampaugh et al. [Au 81].

Parmi les distributions angulaires mesurées, celles de Lo Nigro et al. [LM 67, LM 68] et d'Ermagambetov et al. [ER 70] sont intéressantes car elles sont effectuées dans une gamme en énergie assez étendue $1,3 < E_n < 5,3$ MeV et $0,95 < E_n < 2,3$ MeV respectivement. Les distributions angulaires ont par la suite été étudiées avec une meilleure résolution [Ba 77, Ho 81, BM 81] au voisinage de la résonance à 1,6 MeV.

b) ^{231}Th.

En 1965, la mesure de Evans et Jones [EJ 65] a mis en évidence aux environs d'une énergie de neutrons de 700 keV une anomalie dans la section efficace de fission. Dès 1966, Lynn [Ly 66] montrait que cette anomalie ne peut avoir pour origine un effet de compétition entre voies de fission et voies de diffusion inélastique. La figure III.19 montre clairement qu'un calcul (trait en pointillés) introduisant une compétition inélastique à cette énergie n'abaisse que d'environ 10 % la section efficace au delà du pic.

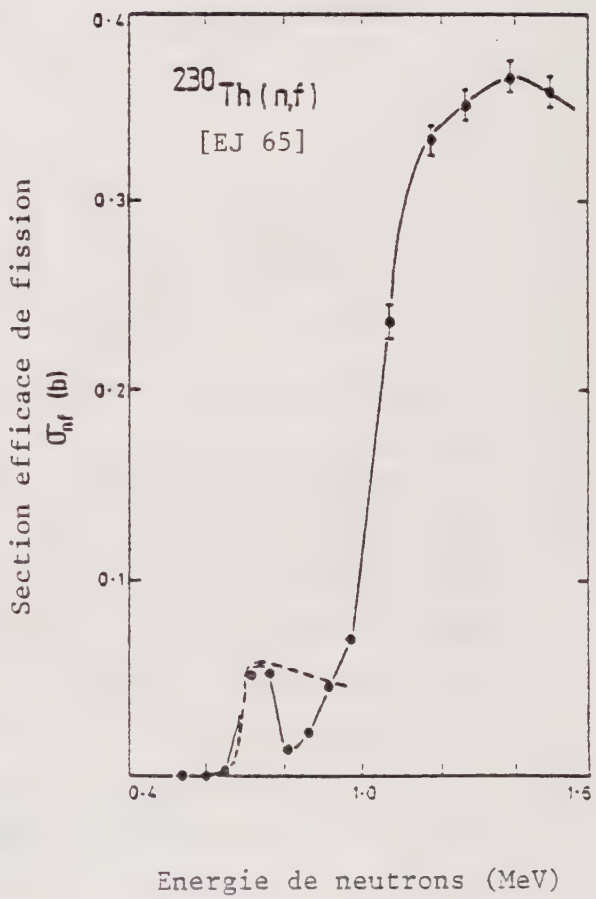


Fig. III.19. Section efficace σ(n,f) de la réaction $^{230}Th(n,f)$ entre 0,4 et 1,6 d'énergie de neutrons [EJ 65]. La courbe en trait plein est tracée pour guider l'oeil, la courbe en traits pointillés représente les résultats d'un calcul effectué par Lynn [Ly 66], ce calcul était effectué avec une barrière de fission à un seul maximum mais avec un effet de compétition entre voies de fission et inélastiques.

En 1967, Vorotnikov et al. [Vo 67] et en 1972, James et al. [Ja 72] ont mesur la section efficace σ(n,f) de la réaction ^{230}Th(n,f) au voisinage du seuil de fission. Dans les deux cas, (fig. III.20) ces résultats ont été obtenus en utilisant un faisceau de neutrons monoénergétiques. On constate que la résolution est encore insuffisante pour mettre en évidence un éventuel effet de structure fine au voisinage d'une énergie de neutrons de 720 keV.

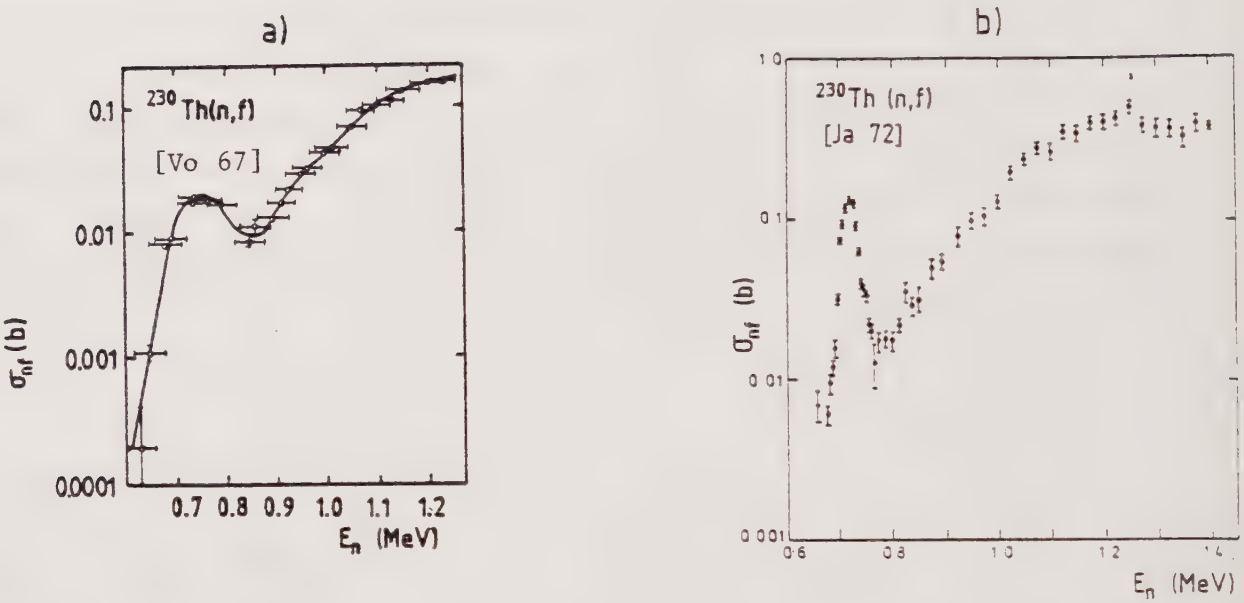


Fig. III.20. Section efficace σ(n,f) de la réaction ^{230}Th(n,f) en fonction de l'énergie de neutrons a) d'après Vorotnikov et al. [Vo 67], b) d'après James et al. [Ja 72].

La section efficace $\sigma_{n,f}(^{230}\text{Th})$ a également été mesurée à Los Alamos par D.W. Muir et al. [MV 71] entre 0,3 et 3,0 MeV avec comme source de neutrons une explosion nucléaire à une distance de vol de 310 m et en utilisant la technique du temps de vol. La résolution nominale était de 0,6 ns/m. Les fragments de fission étaient détectés à deux angles différents 15° et 80° par rapport à la direction des neutrons incidents ; ceci donne une indication de la valeur du nombre quantique K (projection du moment angulaire total sur l'axe principal de déformation du noyau composé). La figure III.21 illustre les résultats obtenu

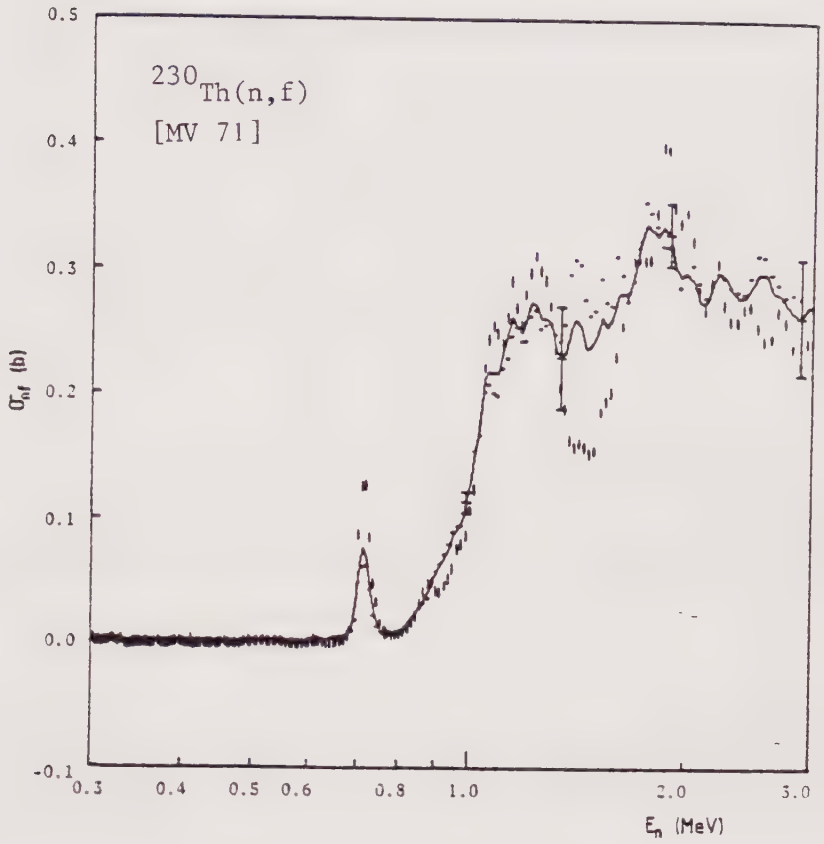


Fig. III.21. Section efficace de la réaction ^{230}Th(n,f) d'après D.W. Muir et al.[MV 71], mesurée aux angles de 15°(barres) et 0° (points) par rapport à la direction des neutrons incidents. Le trait plein indique la section efficace de fission intégrée sur tous les angles.

En 1980, B. Bruneau et al. [Br 80] ont mesuré la distribution angulaire des fragments de la réaction ^{230}Th(n,f) avec une résolution de 2,5 keV dans la gamme d'énergie de neutrons allant de 692,5 keV à 740 keV et une résolution d'environ 20 keV, de 0,85 à 5 MeV. Les neutrons étaient produits par l'accélérateur Van de Graaf de 4 MeV du CEN BG au moyen de la réaction ^{7}Li(p,n)^{7}Be. La distribution angulaire des fragments de fission était mesurée à l'aide de détecteurs visuels de traces constitués d'une feuille de Makrofol de 10 µm d'épaisseur, [Br 80].

La figure III.22 présente les données expérimentales pour des énergies de neutrons allant de 696 à 793 keV et le lissage de celles-ci par un développement de la forme : $W(\theta) = 1 + \alpha_2 \cos 2\theta + \alpha_4 \cos 4\theta$.

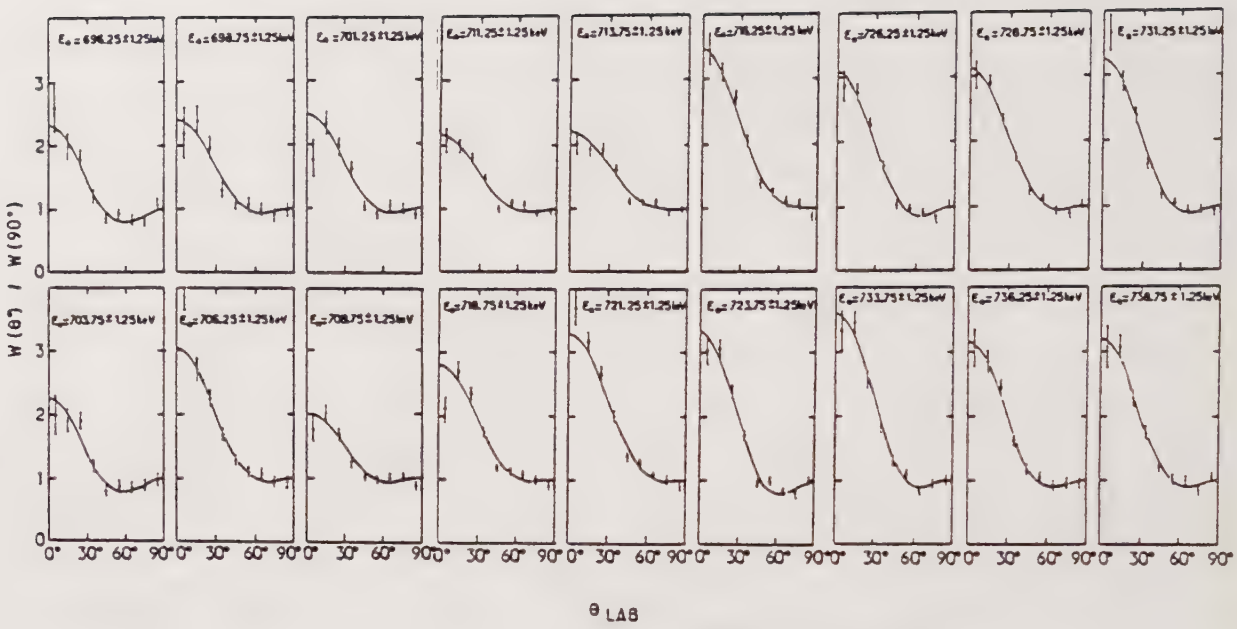


Fig. III.22. Distributions angulaires des fragments de fission de la réaction $^{230}Th(n,f)$ pour des énergies de neutrons allant de 696 à 730 keV. Les courbes représentent un lissage des points expérimentaux d'après B. Bruneau, [Br 80].

La figure III.23 présente la section efficace de fission, $\sigma_{n,f}$, déduite de ces distributions angulaires. On constate une fragmentation de la résonance en deux pics aux énergies de 712 et 724 keV.

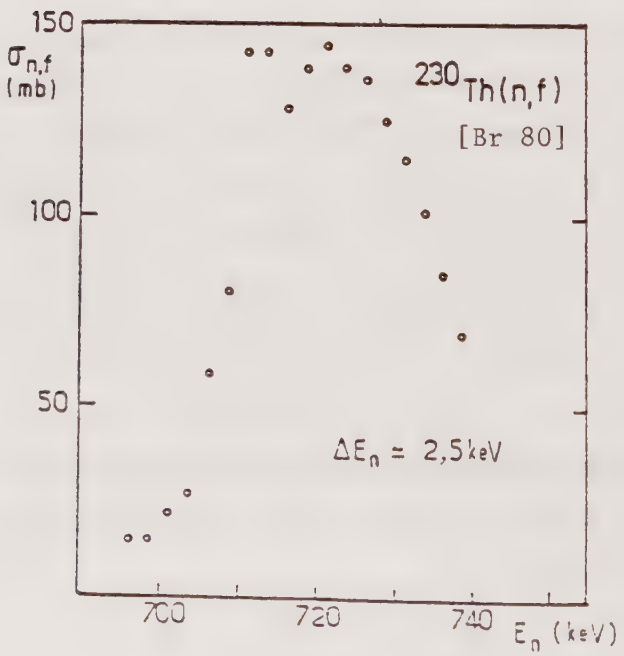


Fig. III.23. Section efficace de la réaction $^{230}Th(n,f)$, aux environs de 720 keV, d'après B. Bruneau, [Br 80].

Le renouveau d'intérêt apporté par la mise en évidence d'un effet de structure fine dans les sections efficaces des réactions $^{230,232}Th(n,f)$, [Bl 75, Bl 78], a non seulement suscité de nouvelles mesures, mais également un examen plus approfondi d'anciennes données expérimentales, par exemple, celles de Los-Alamos [MV 71]. En effet, parallèlement à ceux de la figure III.21, il existait aux environs de 720 keV d'énergie de neutrons, des résultats à haute résolution (2,7 keV), [MV 81].

La figure III.24 montre une comparaison de ceux-ci avec ceux du présent travail.

Le tableau III.2 compare les énergies des différents pics après recalage en énergie sur les résultats de Saclay-Geel. On constate un accord excellent entre les résultats de Los-Alamos [MV 81] et ceux de Saclay-Geel [Bl 78]. Il est à noter que les résultats de Bordeaux [Br 80] ne présentent que deux pics ; ce fait ne devrait pas remettre en cause la résolution en énergie de ces dernières mesures mais devrait plutôt être attribué à des diffusions de neutrons dans la salle d'expériences ; cette thèse est appuyée par le fait que le désaccord sur la section efficace est surtout localisé aux énergies de neutrons supérieures à 720 keV.

Tableau III.2

LOS-ALAMOS [MV 81]		SACLAY-GEEL [Bl 78]	BORDEAUX [Br 80]	
E_n (keV) (non corrigée)	E_n (keV) (corrigée)	E_n (keV	E_n (keV) (non corrigée)	E_n (keV) (corrigée)
714,5	708,5	708,5 ± 1	712	708
720,5	714,5	713 ± 2		
726	720	719,8 ± 1	724	720
733,6	727	727 ± 1		
738,8	732,8	733,5 ± 1		

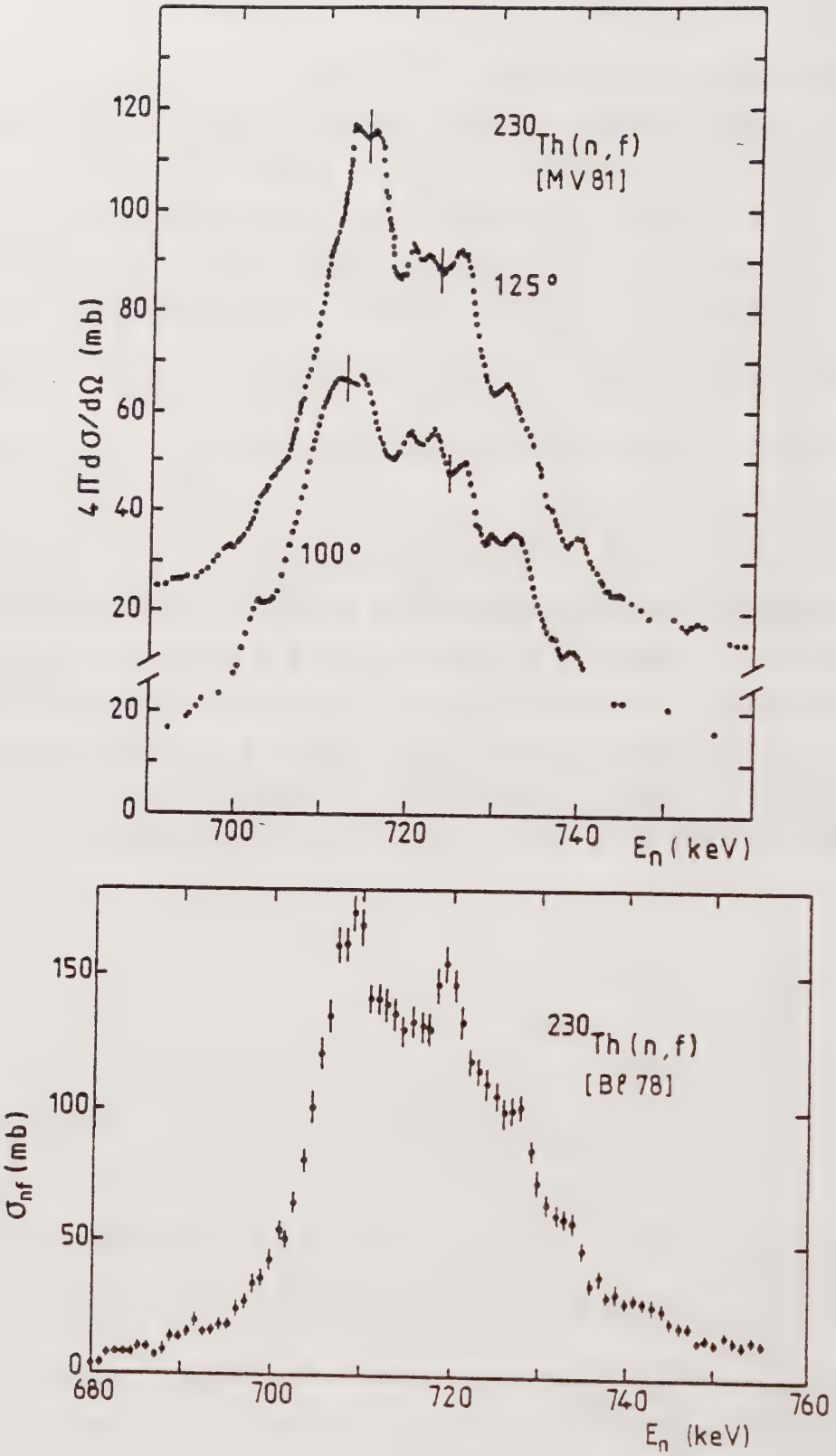


Fig. III.24. Comparaison des résultats obtenus à Los-Alamos [MV 81] et Saclay-Geel [Bl 78]. Après un recalage en énergie de 6 keV, les diverses composantes de la structure fine apparaissent à des énergies identiques indiquées dans le tableau III.2.

Chapitre IV

MODELE D'ANALYSE

IV-1. INTRODUCTION

Le *modèle du noyau composé* présenté en 1936 par N. Bohr [Bo 36] suppose qu'une réaction nucléaire est décrite en deux étapes : la première est la formation d'un noyau composé dont le temps de vie ($\sim 10^{-16\pm3}$ s) est grand comparé au temps de réaction ($\sim 10^{-22}$ s), la seconde est la désexcitation de ce noyau composé.

Pour une énergie d'excitation de l'ordre de 6 MeV, le noyau composé, supposé à la déformation de l'état fondamental, possède un très grand nombre de degrés de liberté, correspondant à une température nucléaire élevée. Parmi tous ces degrés de liberté, seuls quelques uns conduiront à la fission (modes de déformation). Dans l'hypothèse d'un *équilibre statistique* entre tous les degrés de liberté du système, les probabilités de désexcitation du noyau composé seront traitées sur la même base et représentées par leurs coefficients de transmission respectifs de la barrière centrifuge ($\ell \neq 0$) et de la discontinuité de potentiel à la surface nucléair pour la (les) voie (s) de sortie neutron, de la barrière de potentiel pour la (les) voie (s) d sortie fission.

Dans les réactions utilisant les neutrons comme projectiles, l'énergie d'excitation $E_{exc.}$ du noyau composé (A+1) est la somme de l'énergie de liaison du neutron B_n et de l'énergie cinétique du neutron incident E_n, corrigée de l'énergie de recul :

$$E_{exc.} = B_n + E_n \cdot \frac{A}{A+1}$$

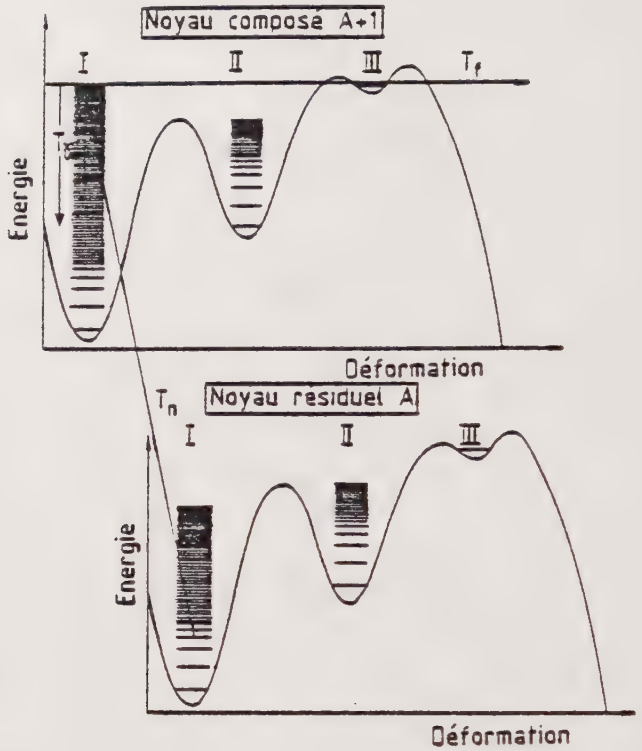


Fig. IV.1. Vue schématique de la désexcitation du noyau composé A+1 suivant les différentes voies de sortie en compétition.

Le noyau composé (A+1) peut se désexciter suivant plusieurs voies de sortie en compétition, schématisées dans la figure IV.1, qui sont :

- désexcitation vers les états excités ou le niveau fondamental du noyau résiduel A par émission d'un neutron.

- émission de rayons gamma, après capture du neutron, vers les états à plus faible énergie du noyau composé (A+1).

- fission à travers une barrière d'énergie potentielle qui peut être fonction de plusieurs paramètres (déformations quadrupolaire, octupolaire, etc...).

Le calcul de la section efficace de fission demande donc de connaître d'une part la section efficace de formation du noyau composé et d'autre part la contribution de chacune des différentes voies de sortie déduite, par exemple de son coefficient de transmission respectif. Ce calcul a été effectué à l'aide du programme "FISINGA" [Lc 74] basé sur le *modèle statistique* proposé par Hauser et Feshbach [HF 52].

IV.2. FORMATION DU NOYAU COMPOSE (A+1)

La section efficace $\sigma^{J,\pi}_{n(NC)}(E_n)$ de formation d'un noyau composé (A+1) par capture d'un neutron d'énergie E_n dans un noyau cible A de moment angulaire I peut s'écrire pour un état de moment angulaire et parité J,π :

$$\sigma^{J,\pi}_{n(NC)}(E_n) = \pi\lambda\!\!\!^{-2}(E_n) g(I,J)\ T^{J}_{n,\ell}(E_n) \qquad (IV.1)$$

où : $\lambda\!\!\!^{-}(E_n)$ est la longueur d'onde réduite de de Broglie du neutron et $g(I,J) = \frac{2J+1}{2(2I+1)}$ représente le facteur statistique de formation d'un noyau composé de moment angulaire total J avec $J = I+\ell+s$. I est le moment angulaire du noyau cible, ℓ et s sont respectivement le moment angulaire orbital et le spin de la particule incidente, soit dans le cas d'un neutron capturé par un noyau cible pair-pair ($^{230}_{90}Th$ ou $^{232}_{90}Th$) : $J = \ell \pm 1/2$.

Le coefficient de transmission $T^{J}_{n,\ell}(E_n)$ s'obtient à partir de la fonction densité S_ℓ :

$$T^{J}_{n,\ell}(E_n) = 4\pi P_\ell(E_n)\ S_\ell \qquad (IV.2)$$

Le facteur de pénétration $P_\ell(E_n)$ représente la probabilité pour que les neutrons incidents de moment orbital ℓ et d'énergie E_n puissent traverser la barrière centrifuge.

$P_\ell(E_n) = \rho\ v_\ell$ avec : $\rho = R/\lambda\!\!\!^{-}$, (R est le rayon du noyau cible).

$$v_o = 1$$
$$v_1 = \rho^2/(1+\rho^2)$$
$$v_2 = \rho^4/(9+3\rho^2+\rho^4)$$
$$v_3 = \rho^6/(225 + 45\ \rho^2+6\rho^4+\rho^6)$$

Les fonctions densité S_ℓ et le rayon du noyau sont évalués à partir de résultats publiés dans la littérature. On suppose que S_ℓ varie peu avec l'énergie.

IV.3. DESEXCITATION DU NOYAU COMPOSE PAR EMISSION DE NEUTRONS

Les coefficients de transmission concernant les diffusions élastique et inélastique sont calculés pour chaque état i du noyau résiduel A caractérisé par son énergie E_i, son moment angulaire total $\vec{j}_i$ et sa pariré π_i.

Le noyau composé (A+1) excité à l'énergie $E_{exc.}$ émet un neutron de moment orbital $\vec{\ell}_i$ et d'énergie $E_n - E_i$. Le noyau résiduel A se trouve alors dans l'état d'énergie E_i défini ci-dessus. A cette transition correspond un coefficient de transmission $T_{\ell i}^{j i}(E_n - E_i)$. Celui-ci se calcule de la même façon que le coefficient $T_{n,\ell}^{J}(E_n)$ du paragraphe précédent.

Pour chaque état du noyau composé J^π, d'énergie $E_{exc.}$, le coefficient de transmission global $T_N^{J,\pi}$ est obtenu en sommant les coefficients $T_{\ell_i}^{j_i}$ sur tous les niveaux discrets i.

IV.4. DESEXCITATION DU NOYAU COMPOSE PAR EMISSION DE RAYONS γ

Un autre mode de désexcitation possible est celui où le noyau composé émet un rayon γ d'énergie E_γ. Le coefficient de transmission s'écrit dans ce cas :

$$T_\gamma^{J,\pi}(E_{exc.}) = k \int_o^{E_{exc.}} \sum_{I=|J-L|}^{J+L} P(E_\gamma) \quad \rho(E_{exc.}-E_\gamma, I^{\pi'}) \, dE_\gamma \qquad (IV.3)$$

où : $P(E_\gamma)$ est la probabilité d'émettre un rayon γ d'énergie E_γ et dépend de la multipolarité π_L de la transition, $\rho(E_{exc.}-E_\gamma, I^{\pi'})$ est la densité d'états de moment angulaire I et de parité π' à l'énergie $E_{exc.} - E_\gamma$, k est un coefficient de normalisation obtenu à partir de mesures effectuées dans les résonances de basse énergie de neutrons.

On suppose que l'émission de rayons γ dipolaires électriques (L=1) est la seule à contribuer d'une façon significative, comparée aux autres modes multipolaires d'émission. Blatt et Weisskopf [BW 52] ont montré que $P(E_\gamma)$ est de la forme :

$$P(E_\gamma) \sim E_\gamma^3 \qquad (IV.4)$$

La densité d'états peut s'écrire d'après le modèle du gaz de Fermi:

$$\rho(U, I^\pi) = c(2I+1) \, (\exp - (I+\tfrac{1}{2})^2 / 2\sigma^2) \quad U^{-2} \exp 2(aU)^{1/2} \qquad (IV.5)$$

où σ, facteur de dispersion (spin cut-off factor) est défini par la relation :

$$\sigma^2 = 0{,}0888\ a\ \theta\ A^{2/3},\ \text{où : } a = \pi^2\ \tilde{\rho}_s/6$$

$\tilde{\rho}_s$ est la densité de niveaux de particules indépendantes au voisinage de l'énergie de Fermi du noyau, θ est la température nucléaire définie par $\theta = (U/a)^{1/2}$.

Dans la méthode proposée par Gilbert et Cameron [GG 65], U est l'énergie d'excitation effective corrigée des effets d'appariement:

$$U = E_{exc.} - E_\gamma - \Delta_N - \Delta_P$$

Dans les cas de ^{231}Th et ^{233}Th, $\Delta_N = 0$ et $\Delta_P \sim 0{,}7$ MeV.

IV.5. APPLICATION A ^{230}Th + n

La section efficace de formation du noyau composé $\sigma_{NC}^{J,\pi}(E_n)$, dans la réaction (^{230}Th + n) ainsi que les coefficients de transmission de voies de sortie neutrons, $T_N^{J,\pi}(E_n)$ et gamma, $T_\gamma^{J,\pi}(E_n)$ ont été calculés pour une énergie de neutrons de 720 keV. A cette énergie, en effet, apparaît dans la section efficace de fission un groupe de structures résonantes bien isolé (Chapitre III), qui fait l'objet de ce travail.

La compétition par émission de neutrons est calculée par la prise en compte des niveaux excités de ^{230}Th, jusqu'à l'énergie E_n = 720 keV [NDS 77]. Ces niveaux sont présentés dans le tableau IV.1.

Tableau IV.1

Niveaux excités de ^{230}Th

E(keV)	0	53,2	174,1	357,0	508,2	571,8	592,0	635,0	677,6	682,0
J^π	0^+	2^+	4^+	6^+	1^-	3^-	8^+	0^+	2^+	5^-

La désexcitation de ^{231}Th par émission de rayons γ est calculée en prenant pour valeurs des paramètres : $a = 29\ \text{MeV}^{-1}$; $\bar{D} = 10$ eV et $\bar{\Gamma}_\gamma = 24$ meV dans le domaine des résonances ($J = 1/2^+$) . [BNL 76].

Le tableau IV.2 présente les valeurs des fonctions densité S_ℓ utilisées en

fonction du moment orbital ℓ et compare les résultats obtenus dans ce travail à ceux déduits d'un calcul de modèle optique en voies couplées [JL 78]. L'accord est satisfaisant, compte tenu des dispersions observées dans les résultats du même calcul effectué par différents auteurs [Ba 77, JL 78, Br 80].

Tableau IV.2

	FISINGA (ce travail)				M.O. [JL 78]	
J^π	S_ℓ	ℓ	$\sigma_{NC(b)}$	$T_{N+}T_\gamma$	$\sigma_{NC(b)}$	$T_{N+}T_\gamma$
$1/2^+$	$1,0\ 10^{-4}$	0	0,38	1,4	0,36	1,4
$3/2^+$	$1,6\ 10^{-4}$	2	0,32	1,8	0,32	1,5
$5/2^+$			0,47	2,0	0,34	2,0
$7/2^+$	$1,6\ 10^{-4}$	4	0,003	1,6	0,003	1,3
$1/2^-$	$1,6\ 10^{-4}$	1	0,44	1,4	0,4	1,2
$3/2^-$			0,88	2,1	1,04	2,1
$5/2^-$	$2,6\ 10^{-4}$	3	0,1	2,0	0,07	1,7
$7/2^-$			0,13	2,0	0,16	2,0

A l'énergie de neutrons de 720 keV, il n'existe pas de valeurs expérimentales auxquelles on puisse comparer les valeurs calculées pour la section efficace totale (σ_T = 7,3 b), la section efficace de capture ($\sigma_{n,\gamma}$ = 0,2 b) et la section efficace inélastique totale ($\sigma_{in\ell}$=1,7b). Néanmoins une évaluation de Vasiliu et al [Va 79] effectuée sur le noyau voisin ^{233}Th donne des valeurs en accord avec celles du présent travail.

IV.6. APPLICATION A ^{232}Th + n

Un calcul identique a été effectué dans le cas du noyau composé ^{232}Th+n. Les coefficients de transmission de voies de sortie neutrons $T_N^{J,\pi}(E_n)$ et gamma, $T_\gamma^{J,\pi}(E_n)$ ont été calculés pour un intervalle d'énergie de neutrons allant de 0,7 à 2,0 MeV.

La compétition par émission de neutrons est calculée par la prise en compte des niveaux excités de ^{232}Th. On ne connaît pas expérimentalement tous ces niveaux jusqu'à des énergies aussi élevées. Nous avons donc été amenés soit à compléter les bandes de rotation connues [NDS 77], soit à introduire de nouvelles bandes de rotation. Le but est de satisfaire à la loi $\rho(E_{exc.})$ (IV.5) de densité de niveaux. Cette loi est obtenue en ajustant $\rho(E_{exc.})$ de façon à rendre compte des premiers niveaux résolus à basse énergie d'excitation et de l'espacement moyen des résonances, $\overline{D}$, à la valeur correspondant à l'énergie de liaison d'un neutron. La valeur chnisie pour $\overline{D}$ est celle du noyau pair-pair le plus voisin (^{230}Th), obtenue à partir de la réaction (^{229}Th + n) soit : $\overline{D}$ = 2 eV pour B_n = 6,43 MeV.

La désexcitation de ^{233}Th par émission de rayons γ est calculée à partir de la relation (IV.3). La constante de normalisation k est obtenue à partir des données expérimentales de ^{232}Th + n dans le domaine des résonances (ℓ = 0), soit pour $\overline{\Gamma}_\gamma$ = 21, 2 meV et $\overline{D}$ = 16,5 eV [BNL 76].

Le tableau IV.3 présente les valeurs des fonctions densité S_ℓ utilisées et compare les résultats ainsi obtenus à ceux déduits d'un calcul de modèle optique en voies couplées, [JL 78] pour une énergie de neutrons de 1,6 MeV. Les valeurs récemment publiées par Auchampaugh et al. [Au 81] sont également présentées. Une comparaison des valeurs de $\sigma_{f\ max.}$, (pour un coefficient de pénétrabilité de la barrière égal à 1), montre que celles déduites d'un calcul de modèle optique ($\Sigma_{J\pi} \sigma_{f\ max.}$ = 249,1 mb) sont en moyenne légèrement supérieures aux nôtres ($\Sigma_{J\pi} \sigma_{f\ max.}$ = 221,8 mb) alors que celles d'Auchampaugh et al. ($\Sigma_{J\pi} \sigma_{f\ max.}$ = 188,6 mb) sont inférieures.

Les figures IV.2, IV.3 et IV.4 présentent, pour chaque valeur du moment angulaire J^π, les variations de la section efficace du noyau composé $\sigma_{NC}^{J\pi}$ et des coefficients de transmission dans les voies de sortie neutron et gamma $(T_N+T_\gamma)^{J\pi}$, dans l'intervalle d'énergie de neutrons située entre 0,7 et 2,0 MeV.

Tableau IV.3

J^π	FISINGA (ce travail)					M.O. [JL 78]			Auchampaugh et al. [Au 81]		
	S^ℓ	ℓ	σ_{NC} (mb)	T_N+T_σ	$\sigma_{f\ max.}$ (mb)	σ_{NC} (mb)	T_N+T_γ	$\sigma_{f\ max.}$ (mb)	σ_{NC} (mb)	T_N+T_γ	$\sigma_{f\ max.}$ (mb)
$1/2^+$	$0,8410^{-4}$	0	201	6,4	27,2	204	6,2	28,3	199,9	7,35	23,9
$3/2^+$	$1,310^{-4}$	2	346	10,7	29,6	297	10,4	26,1	280,3	12,9	20,2
$5/2^+$			520	13,2	36,6	450	12,7	32,8	420,5	16,6	23,9
$7/2^+$	$1,410^{-4}$	4	55	13,0	3,9	41	11,5	3,3	78,2	17,8	4,2
$9/2^+$			68	12,2	5,2	76	9,4	7,3	97,7	18,8	4,9
$1/2^-$	$1,6410^{-4}$	1	276	8,4	29,4	277	7,1	34,2	275,8	8,3	29,7
$3/2^-$			554	15,0	34,6	635	13,0	45,4	551,7	14,7	35,1
$5/2^-$	$3,010^{-4}$	3	447	18,3	23,2	344	15,0	21,5	389,0	18,0	20,5
$7/2^-$			597	18,9	30	746	14,7	47,5	518,6	19,7	25,1
$9/2^-$	$4,010^{-4}$	5	16	17,8	0,9	6	10,8	0,5	22,8	19,7	1,1
$11/2^-$			19	14,8	1,2	20	8,0	2,2			

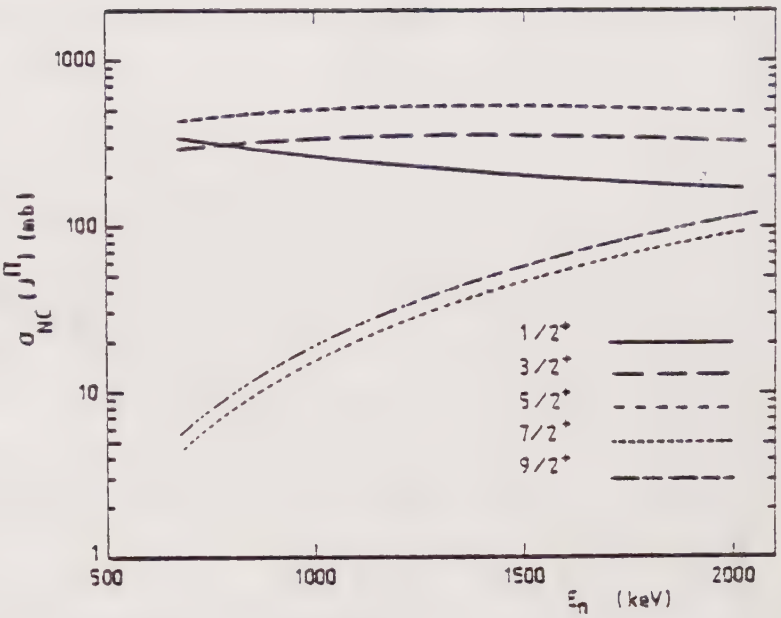


Fig. IV.2. Section efficace calculée $\sigma_{NC}^{J^\pi}$ du noyau composé ^{233}Th pour les valeurs $1/2^+ \leq J^\pi \leq 9/2^+$, en fonction de l'énergie de neutrons E_n.

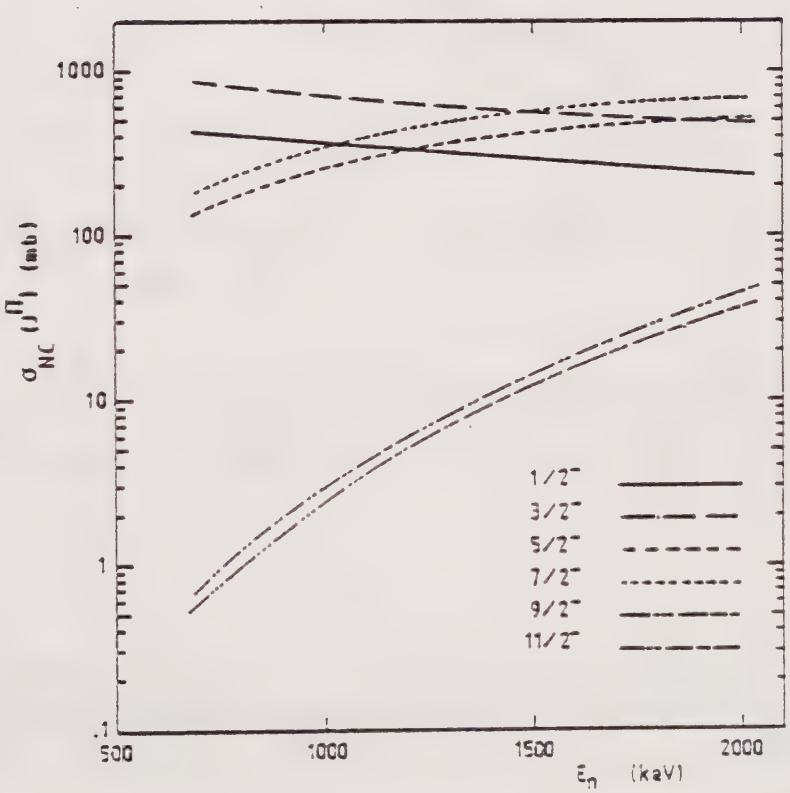


Fig. IV.3. Section efficace calculée $\sigma_{NC}^{J^\pi}$ du noyau composé ^{233}Th pour les valeurs $1/2^- \leq J^\pi \leq 11/2^-$, en fonction de l'énergie de neutrons E_n.

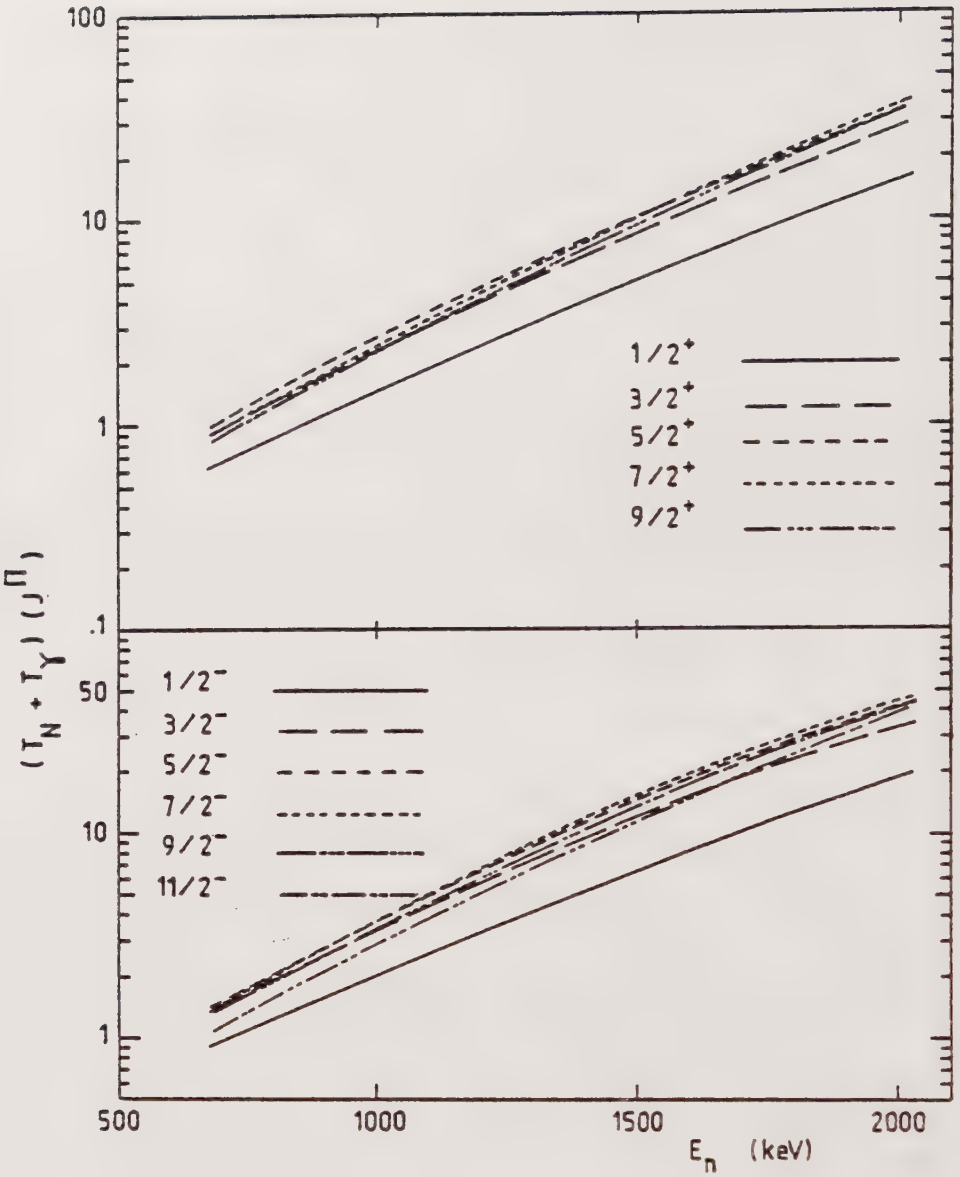


Fig. IV.4. Coefficients de transmission $(T_N+T_\gamma)^{J^\Pi}$, dans les voies de sortie neutron et gamma pour les valeurs $1/2^+ < J^\Pi < 9/2^+$ et $1/2^- \leq J^\Pi \leq 11/2^-$, en fonction de l'énergie de neutrons E_n.

Les valeurs calculées des sections efficaces totale, de capture et inélastique s
dans l'ensemble en assez bon accord avec les données expérimentales [BNL 76]. A tit
d'exemple, nous comparons, dans le tableau IV.4, celles obtenues dans le présent tr
pour l'énergie de neutrons de 1,6 MeV à celles déduites de l'évaluation de Vasiliu
al. [Va 79] présentée en figure IV.5.

Tableau IV.4

	σ_T(b)	$\sigma_{n,\gamma}$(b)	σ_{inl}(b)
(ce travail)	7,2	0,14	2,5
[Va 79]	7,0	0,1	3,0

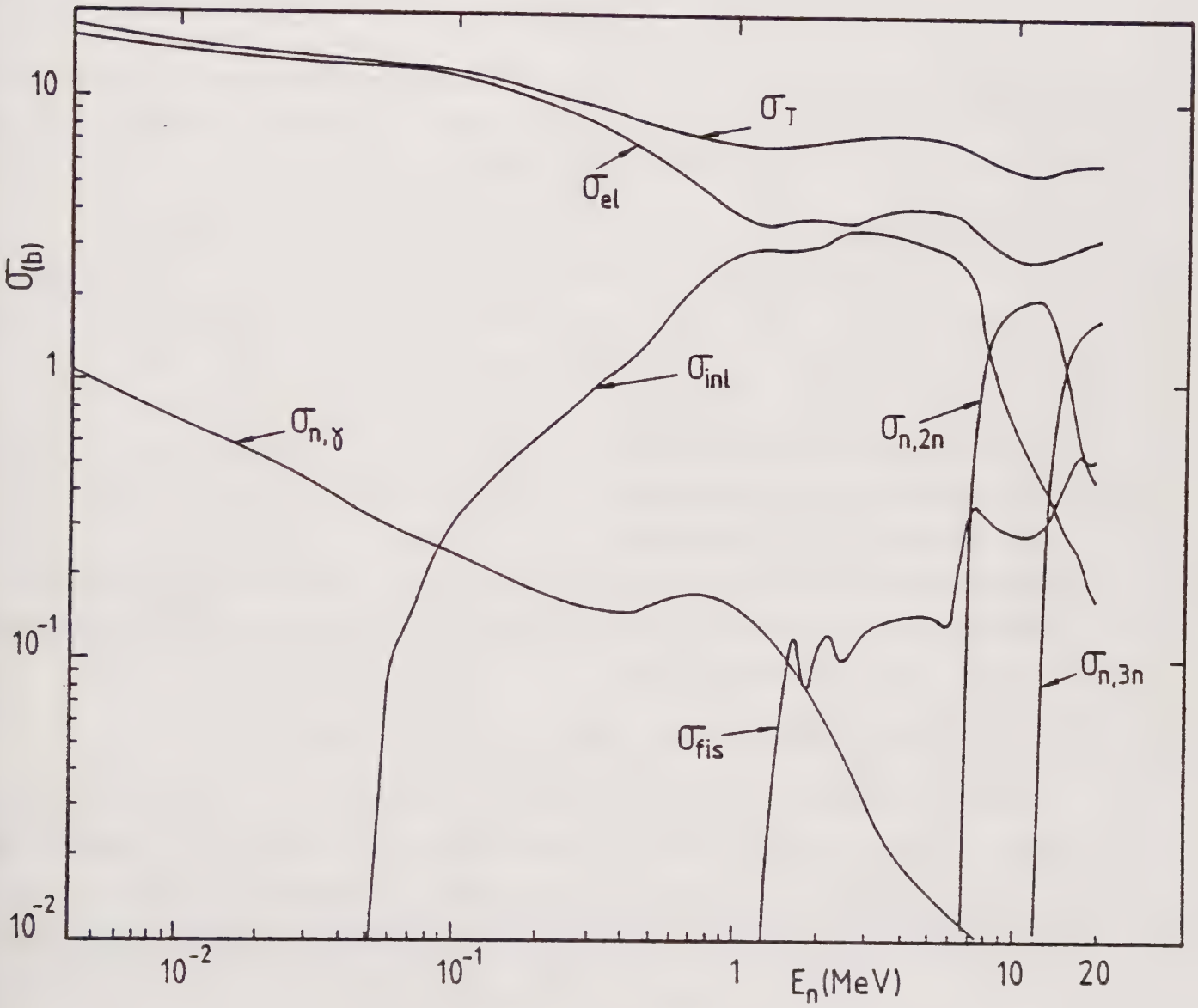


Fig. IV.5. Sections efficaces évaluées de ^{232}Th en fonction de l'énergie des neutrons incidents, [Va 79].

IV.7. DESEXCITATION DU NOYAU COMPOSE PAR FISSION

Le calcul de la désexcitation du noyau composé par fission est plus délicat que celui effectué aux paragraphes IV.3 et IV.4 pour les voies neutrons et gam Il nécessite, en effet, la connaissance du nombre de voies de fission, c'est-à-dir nombre de barrières associées et de la forme de celles-ci. Suivant la théorie de A. Bohr, chaque état de rotation sera caractérisé par une barrière, la différenc d'énergie entre celle-ci et l'état intrinsèque n'étant rien d'autre que l'énergie de rotation du noyau dans l'état caractérisé par les nombres quantiques K,J,π et le moment d'inertie ℑ.

D'autre part, la probabilité de formation du noyau composé devient négligeabl au delà d'une valeur du moment angulaire $J^{\pi} = 7/2^{-}$ avec $\ell = 3$ pour des neutron d'énergie $E_n \sim 0{,}7$ MeV (cas de ^{231}Th) et $J^{\pi} = 11/2^{-}$ avec $\ell=5$ pour des neutrons d'énergie $E_n \sim 1{,}6$ MeV (cas de ^{233}Th). Les bandes de rotation possibles vont donc comporter des états jusqu'à ces valeurs de J^{π}.

La section efficace de fission est calculée à partir de l'expression :

$$\sigma_{n,f}\ \text{calc.}(E_{exc.}) = \sum_{JK\pi\ NC} \sigma^{JK\pi}(E_{exc.})\ \frac{T_f^{JK\pi}(E_{exc.})}{T_N^{JK\pi}(E_{exc.}) + T_\gamma^{JK\pi}(E_{exc.}) + T_f^{JK\pi}(E^{JK\pi}_{exc.})}\ F \qquad ($$

F est le facteur correctif dû aux fluctuations des largeurs de niveaux [MO 78 Dans le présent travail, on a pris F = 1.

Nous allons en a) considérer les énergies de ces états en termes de bandes de rotation et en b) présenter les méthodes de calcul de transmission des barrièr de potentiel associées à ces états.

a) Etats de rotation.

On sait, aujourd'hui, que le processus de fission révèle des aspects micros-copiques (modèle en couches) et macroscopiques (modèle collectif). Le modèle unif de Bohr et Mottelson [BM 75] considère un nucléon célibataire couplé à un coeur pair-pair (modèle particule + rotor) dans l'approximation adiabatique. L'hamil tonien total H du noyau apparaît alors comme étant la somme d'une composante intri sèque $H_{int}(q,p)$ et d'une composante collective $H_{rot,\alpha}(p,\omega)$:

$$H = H_{int.}(q,p) + H_{rot,\alpha}(P\omega)$$

où q et p représentent respectivement les coordonnées et moments conjugués de la particule. L'orientation du noyau est définie par les angles d'Euler ($\omega = \phi,\theta,\psi$) ; $P\omega$ désigne le moment conjugué ; α représente les nombres quantiques de l'état intrinsèque; $H_{rot,\alpha}$ signifie que le mouvement de rotation dépend de α.

Les états propres de l'hamiltonien H sont donnés par :

$$\psi_{\alpha,J} = \Phi_{\alpha}(q) \quad \phi_{\alpha,J}(\omega) \tag{IV.8}$$

où, $\Phi_{\alpha}(q)$ représente la fonction d'onde intrinsèque et $\phi_{\alpha,J}(\omega)$ la fonction d'onde de rotation.

Dans une rotation autour d'un axe fixe, la fonction d'onde de rotation s'écrit :

$$\phi_{J,M,K}(\omega) = \sqrt{\frac{2J+1}{8\pi^2}} \quad \mathcal{D}^{J}_{M,K}(\omega) \tag{IV.9}$$

$\mathcal{D}^{J}_{M,K}(\omega)$ est la fonction d'onde d'une toupie symétrique [Wi 59, Wh 63].

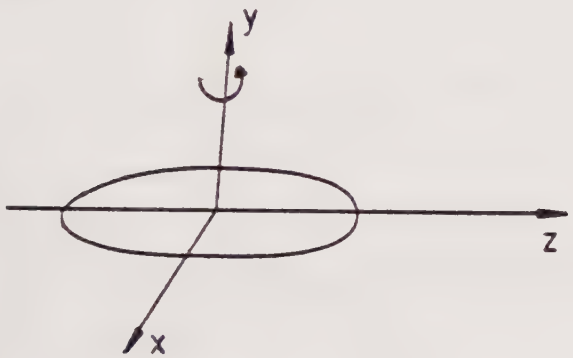


Fig. IV.6. Déformation quadrupolaire.

Dans le cas de déformations de type quadrupolaire qui sont celles du noyau jusqu'au deuxième minimum de la barrière (fig. IV.6), la symétrie droite-gauche est conservée; l'hamiltonien H est invariant dans une rotation de π par rapport à la perpendiculaire à l'axe de symétrie z et la fonction d'onde totale s'écrit :

$$\psi_{J,M,K,\pi}(\omega) = \sqrt{\frac{2J+1}{16\pi^2}} \left[\Phi_K(q) \; \mathcal{D}^{J}_{M,K}(\omega) + (-1)^{J+K} \Phi_{\bar{K}}(q) \mathcal{D}^{J}_{M,-K}(\omega) \right] \tag{IV.10}$$

où la barre sur K dénote le renversement du temps.

A chaque état intrinsèque, correspond un spectre d'états de rotation de moments angulaires J = K, K + 1, K + 2 etc... d'énergies E(K,J) :

$$E(K,J) = E_{oK} + \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}_{\perp}} \{ J(J+1) + \delta_{K,1/2} \, a(-1)^{J+1/2}(J+1/2) \} \tag{IV.11}$$

où E_{oK} représente l'énergie de tête de bande, $\delta_{K,1/2}$ est le symbole de Kronecker a est le paramètre de découplage pour K = 1/2 ; il correspond à un découplage partiel de la particule par rapport au rotor.

Dans le cas de déformations octupolaires (fig.IV.7), que l'on trouve après le deuxième minimum, le noyau a perdu la symétrie droite-gauche, l'hamiltonien H n'est plus invariant par réflexion d'espace. En appelant, R_y, l'opérateur de rotation autour de l'axe y, il vient :

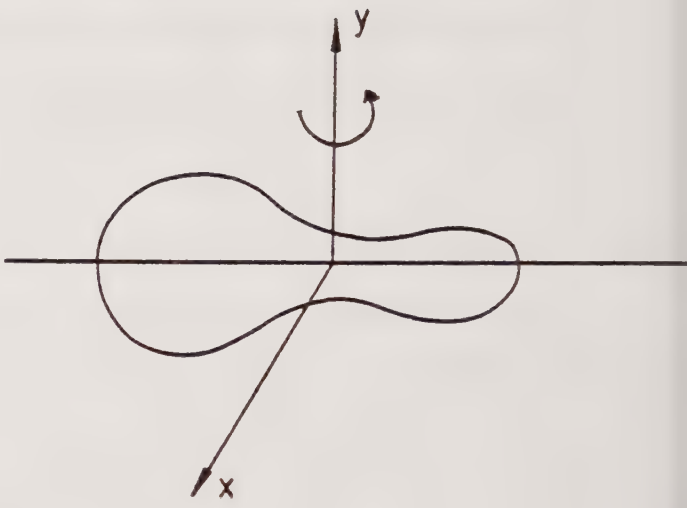


Fig. IV. 7. Déformation octupolaire.

$$R_y(\pi)\ \Phi_K^+ = +\Phi_K^+$$

$$R_y(\pi)\ \Phi_K^- = -\Phi_K^-$$

Dans ce cas, la fonction d'onde s'écrit :

$$\psi_{J,M,K,+}(\omega) = \sqrt{\frac{2J+1}{16\pi^2}}\left[\Phi_K(q)\,\mathcal{D}^J_{M,K}(\omega) + (-1)^{J+K}\ \Phi_{\bar{K}}\,\mathcal{D}^J_{M,-K}(\omega)\right] \qquad \text{(IV.12)}$$

pour $\pi = +1$

et:

$$\psi_{J,M,K,-}(\omega) = \sqrt{\frac{2J+1}{16\pi^2}}\left[\Phi_K(q)\mathcal{D}^J_{M,K}(\omega) - (-1)^{J+K}\ \Phi_{\bar{K}}\mathcal{D}^J_{M,-K}(\omega)\right] \qquad \text{(IV.13)}$$

pour $\pi = -1$

Il existe donc à la fois des niveaux de parité positive et des niveaux de parité négative. L'énergie de chaque état J^π s'écrit alors :

$$E(K\pi,J) = E_{oK} \pm \Delta E_\pi + \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}}\ \{J(J+1) + \delta_{k,1/2}\ a(K\pi)\ (-1)^{J+1/2}(J+1/2)\}$$

où ΔE_π représente le décalage dû à la présence d'une barrière de potentiel séparant les deux puits asymétriques, ces deux puits correspondent aux deux orientations possibles du noyau, (chapitre VII et annexe III).

Le coefficient de découplage a(Kπ) dépend alors de la parité, mais en première approximation, garde la même valeur absolue :

$$a(K\pi = 1/2^-) = - a(K\pi = 1/2^+). \qquad (IV.14)$$

La valeur propre de l'opérateur de rotation, R_y, étant - 1 dans le cas de déformations octupolaires.

$$R_y|\psi> = - 1|\psi> \qquad (IV.15)$$

b) Calcul de transmission de barrières.

A chacun des états K J π, est alors associée une barrière de fission. En première approximation, on suppose les barrières identiques pour les états d'une valeur de K donnée (au décalage près de l'énergie de rotation). La figure IV.8.b montre que lorsque la première barrière A est située à une énergie nettement inférieure à $E_{exc.}$, il suffit de considérer une barrière à deux maxima comme celle présentée en figure IV.9.a .

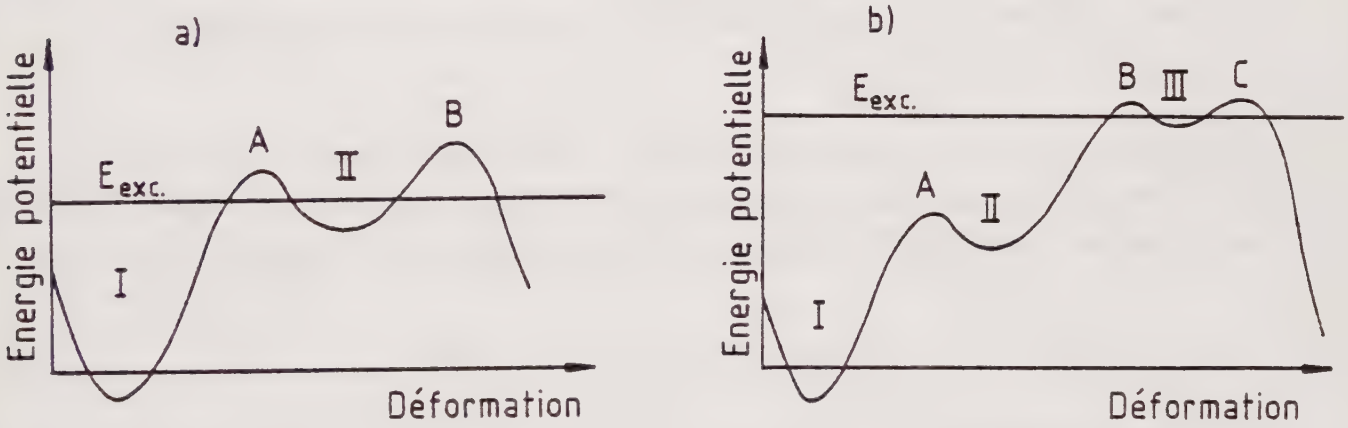


Fig. IV.8. Barrières de fission a) à deux maxima, b) à trois maxima pour les actinides légers.

La pénétrabilité d'une telle barrière se calcule en résolvant l'équation de Schrödinger du noyau. Pour une barrière comportant deux maxima, un tel calcul a été traité par de nombreux auteurs, [Ba 69, PK 69, Ig 69, Ga 69, CN 70, LS 73, SL 75, 76, Bh 76]. Rappelons qu'il existe deux méthodes, l'une faisant appel à un calcul exact, l'autre à une approximation de type W.K.B.

i) Calcul exact.

Considérons la barrière de fission, dans le plan énergie potentielle et déformation, comme étant la juxtaposition de trois paraboles jointives telle que la représente la figure IV. 9 .

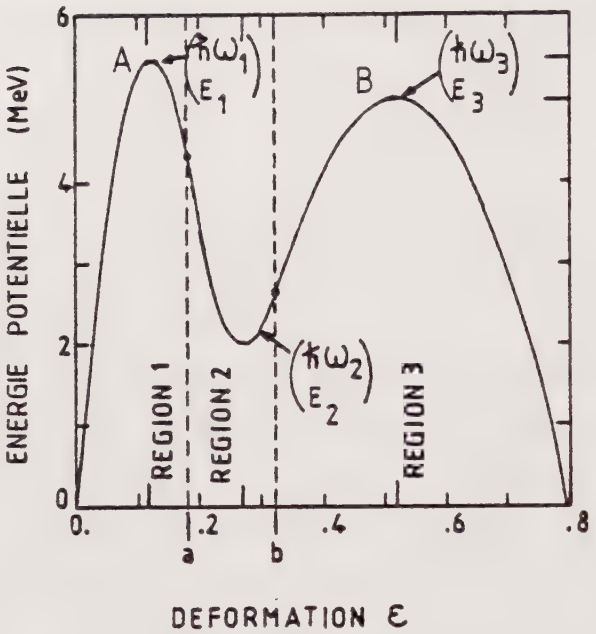


Fig. IV. 9 . Barrière de fission à deux maximums représentée par trois paraboles jointives [CN 70].

Le potentiel V(ε) a la forme analytiqu suivante :

$$V(\varepsilon) = E_i \pm \frac{1}{2}\,\mu\,\omega_i^2(\varepsilon-\varepsilon_i)^2, \quad i = 1,2,3 \qquad \text{(IV}$$

où ε représente la déformation dans la voie de fission. Les régions 1, 2 et 3 ont pour frontières les points de jonction des trois paraboles. Les énergies E_i sont les valeurs maximum ou minimum du potentiel. La fréquence ω détermine la courbure de chaque portion de la barrière. Le signe moins correspond aux deux maxima de la figure et le signe plus au puits intermédiaire.

On suppose que le paramètre d'inertie μ qui représente la masse effective du système reste constant en fonction de la déformation. La valeur de μ utilisée par Cramer et Nix [CN 70] est donnée par la formule semi-empirique suivante :

$$\mu = 0{,}054\ A^{5/3}\ \hbar^2\ \text{MeV}^{-1} \qquad \text{(IV}$$

La barrière définie en figure IV. 9 contient au total neuf paramètres (trois pour décrire chaque parabole). Il est possible d'en éliminer deux par la condition de continuité des dérivées premières aux deux points de jonction des paraboles. On élimine un troisième paramètre en remarquant que le coefficient de transmission étant calculé à l'infini n'est pas affecté par un déplacement de la barrière le long de l'axe de déformation ; on peut donc supposer, par exemple, que la première parabole passe par l'origine , soit :

$$V(\varepsilon) = 0 \quad \text{à} \quad \varepsilon = 0$$

L'équation de Schrödinger du système s'écrit :

$$\frac{d^2}{d\varepsilon^2}\psi(\varepsilon) + \frac{2\mu}{\hbar^2}\left|E-V(\varepsilon)\right|\psi(\varepsilon) = 0 \qquad \text{(IV.18)}$$

Cette équation peut se résoudre analytiquement [CN 70] pour les trois régions respectives, en termes de fonctions paraboliques cylindriques. Le coefficient de transmission T est le rapport de la densité de courant de probabilité j de l'onde sortante à + ∞ à celle de l'onde entrante à - ∞.

avec :

$$j = \frac{i\hbar}{2m}\left|\psi\frac{\partial\psi^*}{\partial\varepsilon} - \psi^*\frac{\partial\psi}{\partial\varepsilon}\right| \qquad \text{(IV.19)}$$

La figure IV.10 présente les résultats d'un calcul [CN 70] effectué avec les paramètres suivants : E_1 = 6,0 MeV, $\hbar\omega_1$ = 1,3 MeV ; E_2 = 2,0 MeV, $\hbar\omega_2$ = 2,0 MeV ; E_3 = 5,0 MeV, $\hbar\omega_3$ = 0,48 MeV.

On note la présence de résonances étroites dont les énergies E_R dépendent des paramètres (E_i, $\hbar\omega_i$) et dont les largeurs augmentent en fonction de $E_R - E_2$.

ii) Calcul W.K.B.

On admet que l'énergie potentielle de la double barrière varie d'une façon régulière en fonction de la déformation. Dans ce cas, le calcul du coefficient de transmission T(E) peut s'effectuer dans le cadre de l'approximation semi-classique (W.K.B.).

Soit, d'après E.V. Gai et al. [Ga 69]:

$$T(E) = 64\, T_A T_B \left\{ (T_A T_B + 16)^2 \cos^2\phi + 16(T_A+T_B)^2 \sin 2\phi \right\}^{-1} \qquad \text{(IV.20)}$$

où T_A et T_B sont les coefficients de transmission respectifs pour l'énergie E à travers les deux barrières individuelles A et B respectivement. La phase ϕ est donnée par l'intégrale :

$$\phi(E) = \int_\alpha^\beta \frac{2\mu}{\hbar^2}\left|E-V(\varepsilon)\right|^{1/2} d\varepsilon \qquad \text{(IV.21)}$$

où α et β sont les valeurs de la déformation ε pour lesquelles la partie intégrante s'annule.

Les états métastables sont situés aux valeurs de $\phi = (2n+1)\pi/2$ avec n = 0,1,2
Le coefficient de transmission maximum, $T_{max.}$, s'écrit pour ces états :

$$T_{max.} = \frac{4\ T_A\ T_B}{(T_A+T_B)^2} \qquad \text{(IV.22}$$

Une comparaison des deux méthodes est illustrée en figure IV.10. En première approximation, les résultats des calculs obtenus dans le cadre de l'approximation W.K.B. sont en accord avec ceux des calculs exacts; par exemple, pour le niveau situé à 4,76 MeV, l'énergie calculée par la méthode W.K.B. diffère de celle d'un calcul exact de seulement 18 keV. Cependant, dans la région séparant les résonance l'approximation W.K.B. surestime la valeur de la pénétrabilité.

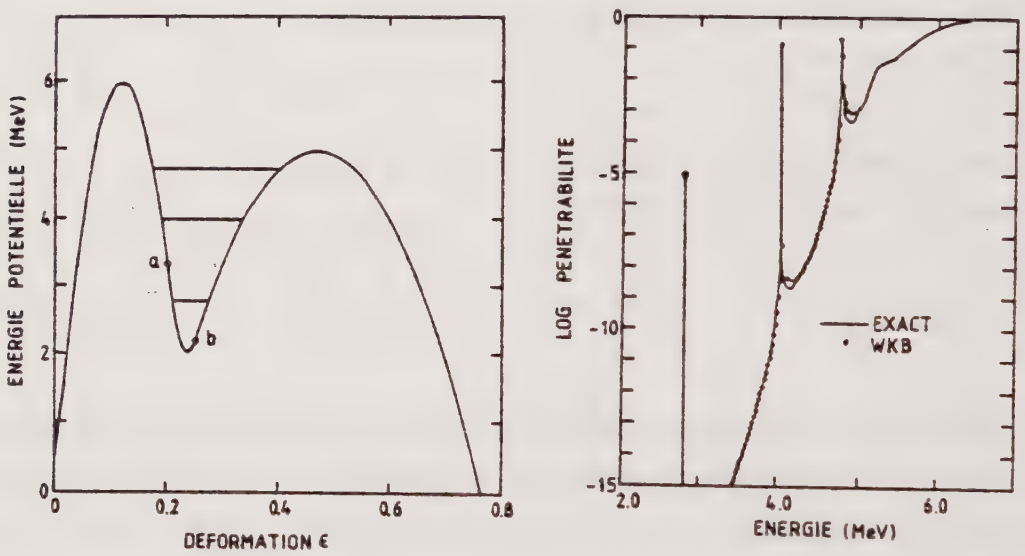


Fig. IV.10. Comparaison de calculs de pénétrabilité d'une double barrière effectués par Cramer et Nix [CN 70] dans le cadre de l'approximation W.K.B. et par un calcul exact.

Chapitre V

ANALYSE DE LA SECTION EFFICACE ET DES DISTRIBUTIONS ANGULAIRES DES FRAGMENTS DE FISSION DE LA REACTION ^{230}Th(n,f)

V.1. INTRODUCTION

L'introduction d'un terme d'asymétrie de masse dans le calcul de la barrière de fission montre que pour un nombre de neutrons voisin de 143, la barrière extérieure se scinde en deux parties séparées par un troisième minimum peu profond ($\sim$ 1 MeV), [MN 74]. Dans un puits d'une telle profondeur, la densité d'états est très faible et les résonances de vibration peu ou pas amorties ; on peut donc s'attendre à trouver des bandes de rotation. De plus, comme conséquence de la déformation d'asymétrie droite-gauche du noyau, la surface d'énergie potentielle (fig. I.18) présente deux minimums aux déformations octupolaires, $\varepsilon_3 = +0{,}18$ et $\varepsilon_3 = -0{,}18$, et la fonction d'onde qui décrit l'état du noyau s'écrit :

$$\psi_+ = 1/\sqrt{2} \cdot \{\psi(\varepsilon_3) + \psi(-\varepsilon_3)\}$$
$$\psi_- = 1/\sqrt{2} \cdot \{\psi(\varepsilon_3) - \psi(-\varepsilon_3)\}$$

Les états de rotation devraient donc apparaître comme appartenant à deux bandes de rotation ayant la même valeur du nombre quantique K mais de parités opposées. La mise en évidence d'un caractère aussi spécifique serait la preuve de l'existence du troisième minimum, cette mise en évidence peut être donnée par l'analyse détaillée de la section efficace de fission et des distributions angulaires.

Ce chapitre présente l'analyse de la structure fine observée aux environs d'une énergie de neutrons de 710 keV dans la réaction ^{230}Th(n,f). Après avoir dégagé les caractéristiques principales des composantes de la structure fine (V.2), nous montrerons que celles-ci ne peuvent appartenir ni à des états du noyau composé (V.3) ni à des états collectifs simples (V.4) dans le second puits. L'option n° 3, états collectifs simples dans un éventuel troisième puits, sera étudiée en détail au § V.5.

V.2. IDENTIFICATION ET PROPRIETES DES ETATS DE LA STRUCTURE FINE, SITUEE AUX ENVIRONS D'UNE ENERGIE DE NEUTRONS DE 710 keV, DE LA REACTION ^{230}Th(n,f)

L'identification des états est effectuée à l'aide d'une analyse d'ajustements

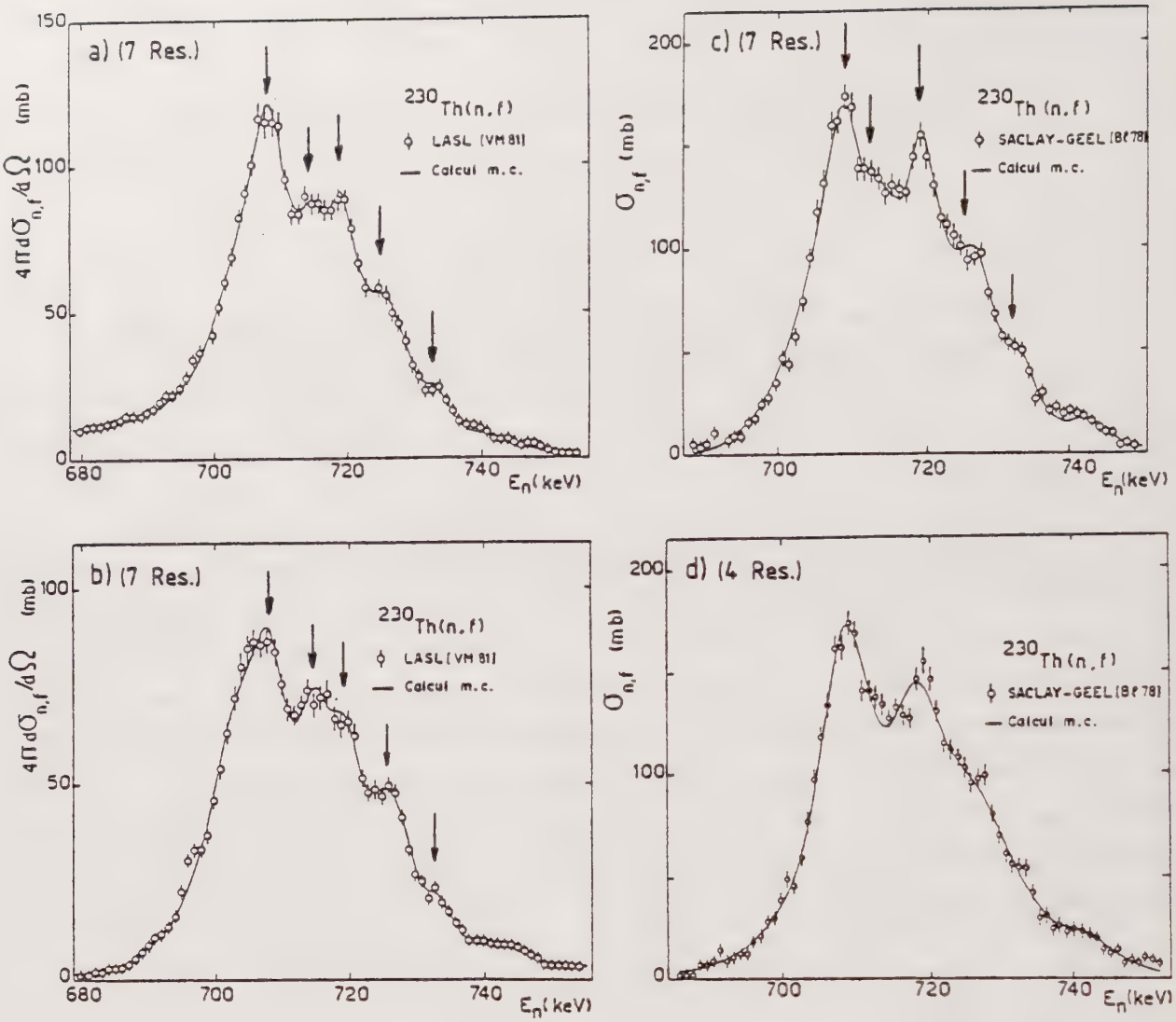


Fig. V.1. Ajustement par moindres carrés d'une somme de sept résonances de type Breit et Wigner sur la section efficace expérimentale, ϕ, a) et b) de L.A.S.L., [MV 81], mesurée respectivement à un angle de 125° et de 100° par rapport à la direction des neutrons incidents ; c) de SACLAY-GEEL,[Bl 78], mesurée dans tous les angles ; d) ajustement par moindres carrés sur la section efficace expérimentale de SACLAY-GEEL,[Bl 78],avec seulement quatre résonances.

par moindres carrés d'une somme de résonances de type Breit et Wigner sur les donnée expérimentales. Celles-ci sont les deux sections efficaces de fission de Los-Alamos mesurées respectivement à des angles de 100° et 125° par rapport à la direction du faisceau de neutrons incidents, [MV 81], et celle de Saclay-Geel intégrée sur tous angles (ce travail). Le meilleur ajustement a été obtenu avec une somme de sept ré- sonances. Cinq résonances apparaissent clairement aux énergies de 708,5 ; 713 ; 71 et 739,5 keV et sont indiquées par des flèches dans les figures V.1 a, b et c. Les résonances situées à 704 et 722 keV ont été introduites pour améliorer l'ajuste Les résultats sont présentés en fig. V.1.a, b et c. A titre d'exemple, la figure V. montre également un essai effectué avec seulement quatre résonances.

Le tableau V.1. présente les énergies ainsi déterminées ainsi que les rapports $R_{exp.}=\sigma_o\Gamma_f(125°)/\sigma_o\Gamma_f(100°)$ des surfaces de chaque résonance que nous avons obtenus

à partir de l'analyse des résultats de LASL Ce tableau montre que seuls les états, situés à 708,5 keV et 719,8 keV ont un rapport $R_{exp.}$ voisin de 1,8 : valeur théorique correspondant au moment angulaire J = 3/2 (Annexe I, Tableau A.I.1), alors que pour les autres niveaux ce rapport est voisin de 1.

Tableau V.1

E_n (keV)	704 ± 2	708,5 ± 1	713 ± 2	719,8 ± 1	722 ± 2	727 ± 1	733,5 ± 1
$R_{exp.}$	0,9 ± 0,2	1,7 ± 0,1	1,0 ± 0,2	1,6 ± 0,2	1,2±0,2	1,1 ± 0,2	1,1±0,2

L'existence de deux résonances, situées à 708,5 et 719,8 keV, de moment angulaire identique, J = 3/2, est clairement mise en évidence dans la figure V.2 où les rapports expérimentaux $R_{exp.}$ et théoriques $R_{Th.}$ sont comparés. Cette mise en évidence sera *capitale* lors de la poursuite de l'analyse.

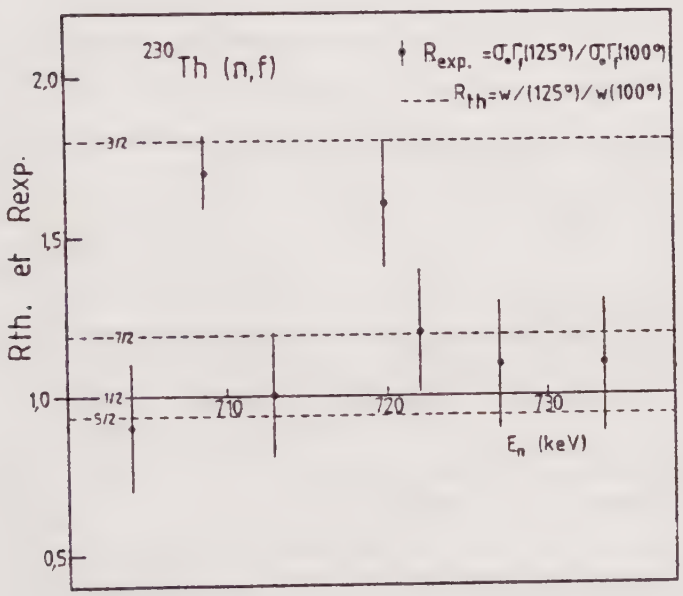


Fig. V.2. Comparaison des rapports expérimentaux $R_{exp}=\sigma_0\Gamma_f(125°)/\sigma_0\Gamma_f(100°)$ et théoriques $R_{th}= W(125°)/W(100°)$ en fonction de l'énergie E_n des neutrons incidents.

Cette attribution peut également se déduire du rapport des sections efficaces de fission mesurées respectivement à 125° et 100°, tracé en fonction de l'énergie des neutrons incidents,(Fig. V.3). Les valeurs de ce rapport ,R, et de $R_{exp.}$ attribuées aux autres états sont compatibles avec les valeurs suivantes du moment angulaire : J = 1/2, 5/2 ou 7/2. D'autre part, le rapport d'anisotropie W(0°)/W(90°),[Br 80],montre que les états de moment angulaire J = 1/2 seront situés aux énergies inférieures à 715 keV.

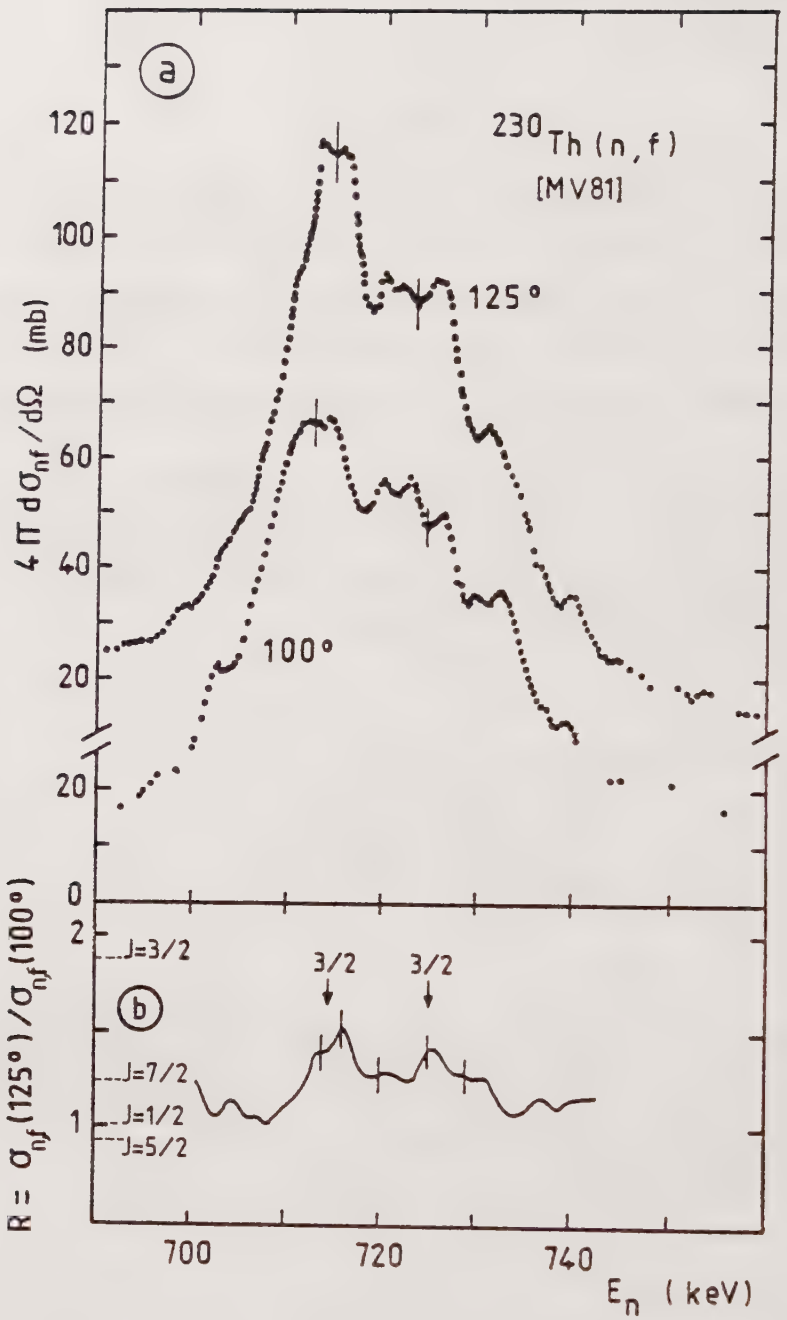


Figure V.3

a) Sections efficaces de fission de la réaction $^{230}Th(n,f)$ mesurées respectivement aux angles de 125° et de 100° par rapport à la direction du faisceau de neutrons incidents, [MV 81].

b) Rapport des sections efficaces de fission mesurées respectivement à 125° et 100°, $R=\sigma_{nf}(125°)/\sigma_{n,f}(100°)$ calculé à partir des données expérimentales présentées en a).

V.3. OPTION n° 1 - ETATS DU NOYAU COMPOSE DANS LE SECOND PUITS

Dans l'option n° 1, nous supposons que les états du noyau composé sont situés dans le second puits, or, nous savons que celui-ci est relativement profond (3 à 4 MeV) et l'espacement moyen des niveaux à l'énergie d'excitation considérée est de l'ordre de quelques dizaines d'électron-volts. Il y a alors couplage entre le mouvement de vibration et les autres degrés de liberté. L'importance de ce couplage qui dépend de la densité d'états est très grande : l'énergie de vibration ne peut rester concentrée sur un seul état, elle se répartit rapidement sur les états voisins. L'expérience fournit des exemples de différents amortissements de la résonance de vibration dans les états voisins.

Pour un noyau comme ^{238}Np, les paramètres de barrière sont : $V_A = 6,1$ MeV, $E_{II}=2,3$ MeV et $V_B=6,0$ MeV [BLy 30]. L'énergie d'excitation dans le second puits est alors, au voisinage du seuil de fission, environ 3,8 MeV. Dans ce cas, l'espacement moyen des états aux énergies d'excitation considérées y est de quelques dizaines d'électron-volts ; le mouvement de vibration est donc complètement amorti et la composante de vibration est distribuée de manière quasi-uniforme sur tous les états de classe II. C'est ce qui est observé dans la section efficace de fission induite par neutrons où aucune résonance n'est visible au voisinage du seuil, [Pl 76],(Fig. V.4). Le fait d'observer des résonances au voisinage du seuil de fission pour les isotopes du thorium condamne donc cette hypothèse.

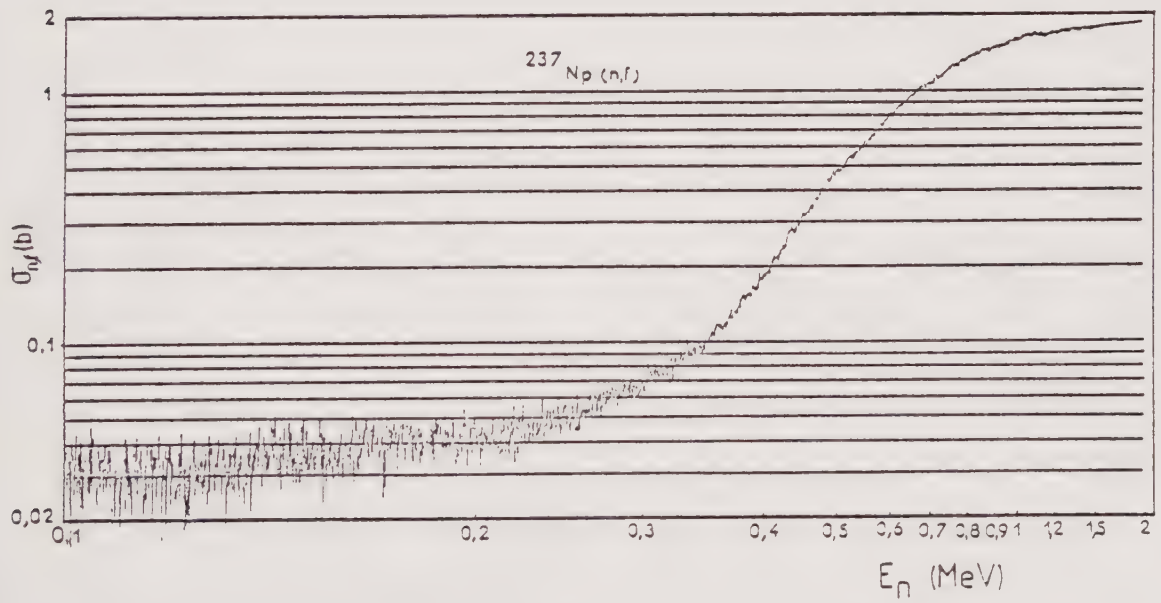


Fig. V.4. Section efficace de la réaction ^{237}Np(n,f) dans l'intervalle d'énergie de neutrons compris entre 0,1 et 2 MeV,[Pl 76].

Lorsque l'énergie d'excitation est plus faible, la densité des états de classe II diminue, le mouvement de vibration n'est plus que partiellement amorti. Ceci est observé dans les deux exemples ^{239}Pu(d,pf),[Gl 76] et ^{234}U(n,f),[Ba 77, Ja 77],où un effet de structure fine a été mis en évidence avec un espacement moyen des composantes de l'ordre de quelques keV :

Pour ^{240}Pu, les paramètres de barrières sont : V_A = 5,6 MeV, E_{II} = 2,4 MeV et V_B = 5,1 MeV [BLy 80] et l'énergie d'excitation dans le second puits au voisinage des résonances de 2,6 MeV. Pour ^{235}U, les paramètres de barrières sont : V_A = 5,9 Me E_{II} = 2,5 MeV et V_B = 5,6 MeV, [BLy 80] et l'énergie d'excitation dans le second pui au voisinage des résonances de 3,1 MeV.

La figure V.5 illustre l'exemple du ^{240}Pu avec les résultats de Glässel et al.,[Gl 76]. Les figures V.6.a et b illustrent celui du ^{235}U avec les résultats de Barreau et al.,[Ba 77]et de James et al.[Ja 77]. Dans les deux cas du plutonium et de l'uranium les espacements de niveaux obéissent à des lois statistiques et les distributions angulaires sont identiques pour chacun de ces états [Gl 76, Ba 77 Ceux-ci ont donc été interprétés comme appartement à la catégorie d'états du noyau composé de classe II, couplés à des états de vibration partiellement amortis. La situation dans le cas des isotopes du thorium apparaît notablement différente, les espacements en énergie obéissent à la loi en J(J+1) d'une bande de rotation et les distributions angulaires ou anisotropie des fragments sont différentes pour les éléments d'une même structure. Ceci montre que les résonances observées dans les réact ^{230,232}Th(n,f) ne sont pas des états de classe II du noyau composé mais des états collectifs simples peu ou pas amortis.

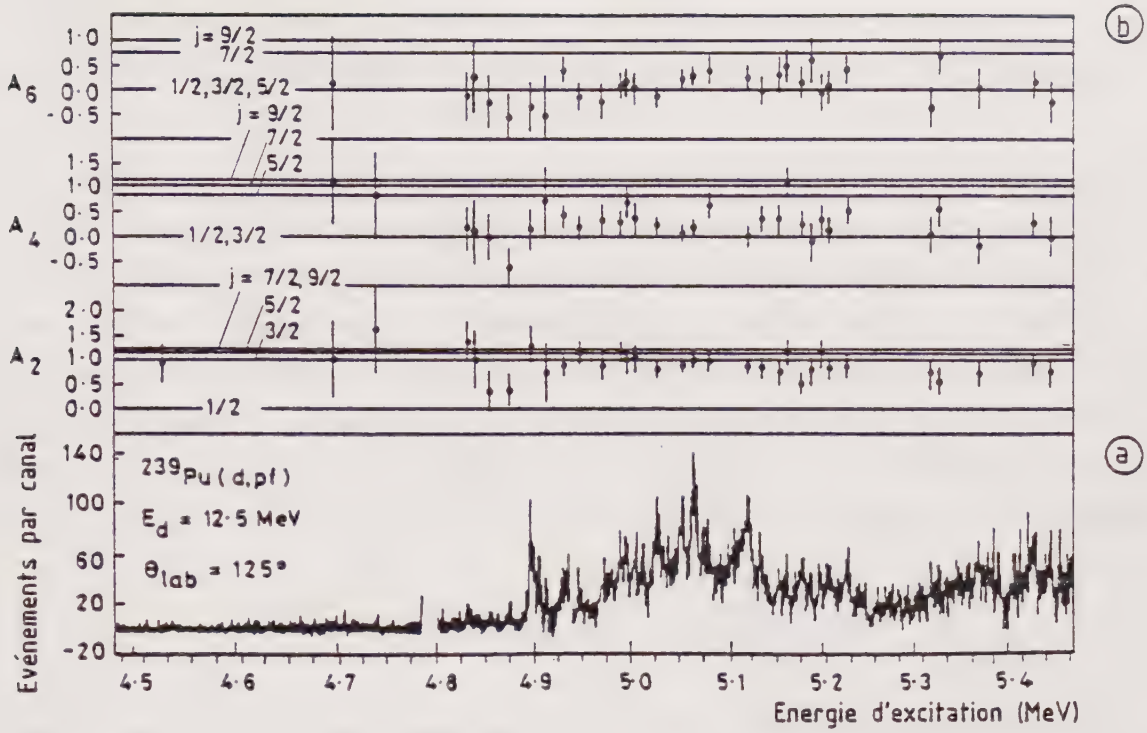


Fig. V.5

a - Spectre de la réaction ^{239}Pu(d,pf) obtenu par Glässel et al.,[Gl 76].

b - Coefficients A_λ des distributions angulaires expérimentales des fragments de fission, les lignes horizontales sont les valeurs théoriques de ces coefficients pour les moments angulaires d'une bande de rotation K = 0, où sont indiquées les différentes valeurs de j, moment angulaire du neutron transféré,[Gl 76].

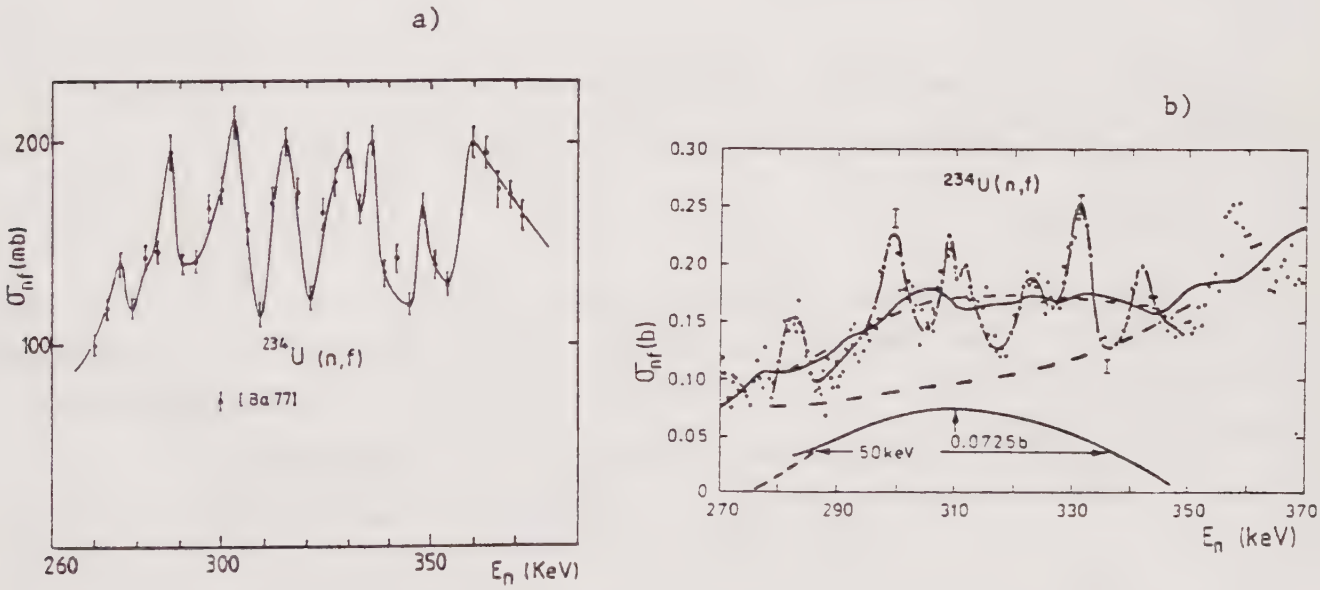


Fig. V.6. Spectres de la réaction ^{234}U(n,f) obtenus en a) par G. Barreau et al., [Ba 77] : la courbe en trait plein est un lissage à travers les points expérimentaux ; et en b) par D. James, [Ja 77] : deux courbes en trait plein sont tracées à travers les données expérimentales, la première représente les fluctuations expérimentales, la seconde une moyenne effectuée sur 20 canaux. La contribution de la résonance de vibration est tracée en pointillés à travers les points expérimentaux et en trait plein au bas de la figure.

V.4. OPTION n° 2 - ETATS COLLECTIFS SIMPLES DU SECOND PUITS

Supposons maintenant, contrairement à ce que prévoient les calculs, la systématique et l'analyse des données de photofission sous le seuil,[Bo 75], que le deuxième minimum ne soit profond que de 1 MeV environ. La densité d'états est alors très faible et la résonance de vibration peu ou pas amortie. Dans ce cas, si la voie d'entrée permet d'alimenter plusieurs moments angulaires, (chapitre IV, tableau IV.2), on pourra se trouver en présence d'une bande de rotation construite sur un état intrinsèque. Les distributions angulaires expérimentales permettant d'attribuer à K la valeur 1/2, nous aurons le choix entre $K^{\pi} = 1/2^{+}$ et $K^{\pi} = 1/2^{-}$.

1. $K^{\pi} = 1/2^{+}$

Aux environs de 720 keV d'énergie de neutrons, seuls les moments angulaires $J^{\pi} = 1/2^{+}$, $3/2^{+}$ et $5/2^{+}$ sont alimentés, au vu des distributions angulaires et de la section efficace de fission, la meilleure solution consiste à placer les composantes $1/2^{+}$ à 708 keV, $3/2^{+}$ à 718 keV et $5/2^{+}$ à 725 keV. Dans ce cas, les paramètres de la bande de rotation sont :

$$\frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} = 2{,}4 \text{ keV}$$

$$a = 0{,}4$$

La figure V.7 montre qu'il est impossible de reproduire correctement les résultats expérimentaux.

2. $K^{\pi} = 1/2^{-}$

Dans cette hypothèse, les moments angulaires $3/2^{-}$, $1/2^{-}$, $7/2^{-}$ et $5/2^{-}$ sont alimentés par ordre d'importance, (chapitre IV, tableau IV.2). Nous plaçons donc les états $3/2^{-}$ à 709 keV, $1/2^{-}$ à 719,5 keV, $7/2^{-}$ à 727 keV et $5/2^{-}$ à 751 keV. Dans ces conditions, les paramètres de la bande de rotation sont :

$$\frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} = 2{,}5 \text{ keV}$$

$$a = -2{,}4$$

Cependant, il est encore impossible de reproduire correctement les résultats expérimentaux comme le montre la figure V.8.

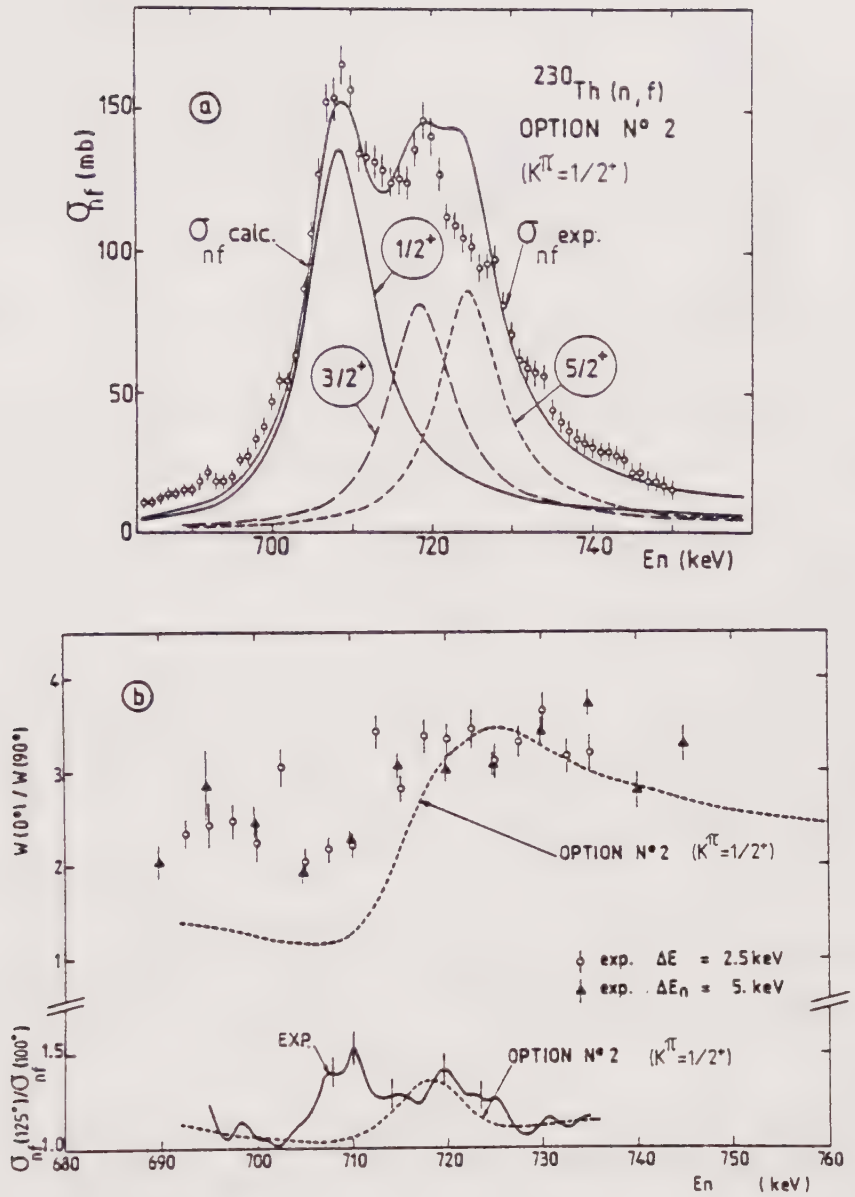


Figure V.7.

a - Comparaison entre les valeurs expérimentales, ϕ , et la section efficace calculée σ_{nf}calc, en fonction de l'énergie E_n dans l'hypothèse d'une seule parité $K^\pi = 1/2^+$.

b - Rapports $W(0°)/W(90°)$ et $\sigma_{nf}(125°)/\sigma_{nf}(100°)$ obtenus dans l'hypothèse d'une seule parité $K^\pi = 1/2^+$ et comparés respectivement aux valeurs expérimentales, [Br 80] et au rapport $\sigma_{nf}(125°)/\sigma_{nf}(100°)$ calculé à partir des données expérimentales, [MV 81].

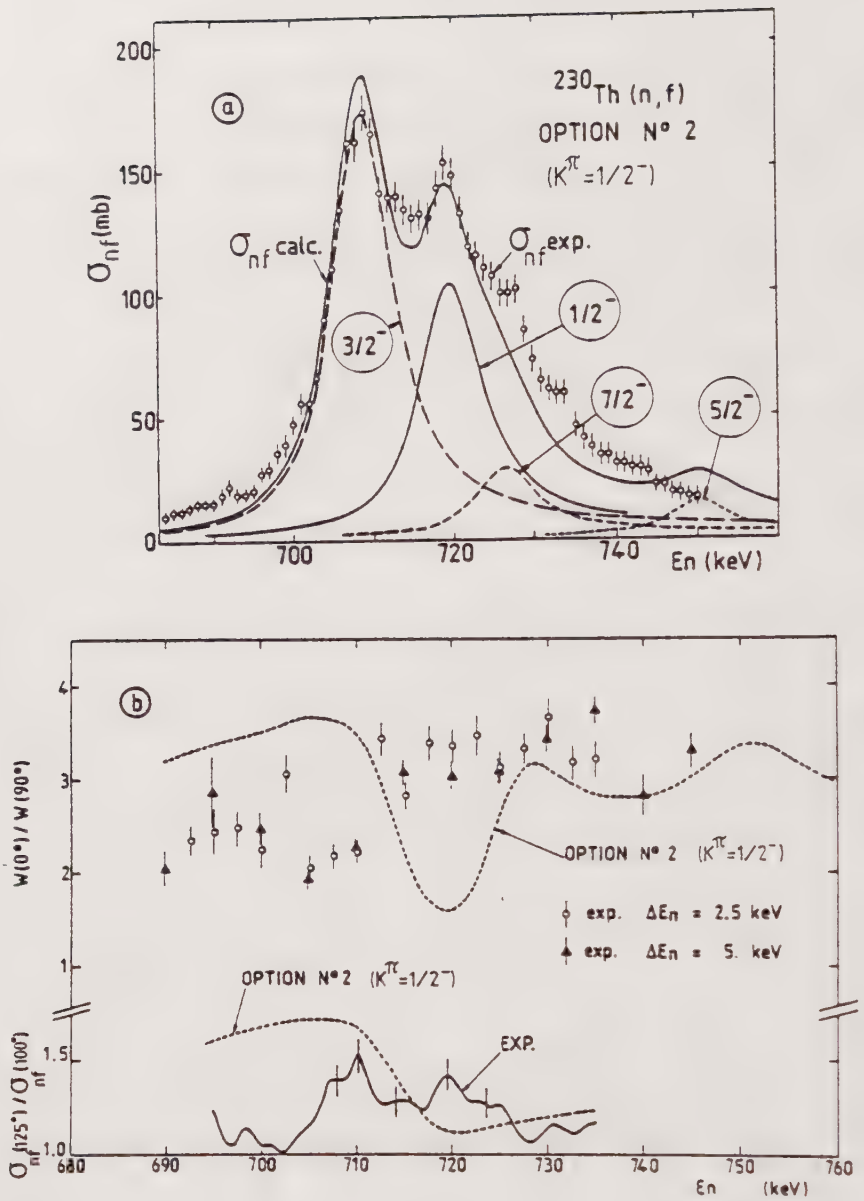


Figure V.8.

a - Comparaison entre les valeurs expérimentales, ϕ, et la section efficace de fission calculée σ_{nf}calc., en fonction de l'énergie E_n dans l'hypothèse d'une seule parité $K^{\pi} = 1/2^-$.

b - Rapports $W(0°)/W(90°)$ et $\sigma_{nf}(125°)/\sigma_{nf}(100°)$ obtenus dans l'hypothèse d'une seule parité $K^{\pi} = 1/2^-$ et comparés respectivement aux valeurs expérimentales, [Br 80] et au rapport $\sigma_{nf}(125°)/\sigma_{nf}(100°)$ calculé à partir des données expérimentales, [MV 81].

En résumé, l'hypothèse $K^{\pi} = 1/2^{+}$ est surtout en désaccord avec la forme de la résonance alors que l'hypothèse $K^{\pi} = 1/2^{-}$ l'est plutôt avec les distributions angulaires. On peut conclure qu'une seule parité ne permet pas de reproduire l'ensemble des résultats expérimentaux ; nous allons donc envisager une combinaison des deux parités pour tenter de reproduire à la fois la section efficace de fission et les rapports d'anisotropie expérimentaux.

V.5. OPTION n° 3 - ETATS COLLECTIFS SIMPLES DU TROISIEME PUITS

Les options n° 1 et n° 2 étant rejetées, nous allons examiner l'hypothèse d'états collectifs simples dans un éventuel troisième puits de la barrière de fission.

Nous avons vu (§ V.2) que le nombre de composantes de la structure fine était de sept. Or, pour une énergie de neutrons $E_n \sim 720$ keV, les probabilités d'excitation du noyau composé ^{231}Th ne sont significatives que pour des valeurs de moment orbital $\ell < 4$; $\sigma_{NC}^{7/2^+}$ avec $\ell = 4$ est pratiquement nulle (Tableau IV.2). Avec la présence des deux parités, le nombre d'états possible est donc aussi égal à sept. Nous sommes donc confrontés au "puzzle" suivant : trouver les positions en énergie des sept états : $1/2^+$, $3/2^+$, $5/2^+$, $1/2^-$, $3/2^-$, $5/2^-$ et $7/2^-$, en accord avec l'ensemble des données expérimentales.

Le deuxième point capital à considérer est l'existence des deux résonances de moment angulaire $J = 3/2$, la première située à $E_n = 708{,}5$ keV étant d'une intensité double de celle située à 719,8 keV.

L'analyse devra également tenir compte du rapport $W(0°)/W(90°)$ déduit des distributions angulaires [Br 80] et présenté en figure V.9. Ce rapport varie en fonction de l'énergie d'environ un facteur deux.

Enfin, la largeur des états ($\Gamma \sim 7$ keV) et leur intensité permettront de déterminer les paramètres des barrières de fission.

Différentes possibilités ont été envisagées, elles sont présentées ci-après et dénommées : versions A, B, C et D.

Version A

Nous proposons, dans la version A, de placer les états $3/2^-$ à 708,5 keV et $3/2^+$ à 719,7 keV en accord avec les valeurs de $\sigma_{nf}(125°)/\sigma_{nf}(100°)$ indiquées dans le tableau V.1, l'état $7/2^-$ au voisinage de 727 keV où le rapport d'anisotropie W(0°)/W(90°) est maximum, l'état $5/2^-$ d'intensité relativement faible vers 733 keV. Les énergies des autres états $1/2^+$, $1/2^-$ et $5/2^+$ sont déterminées par la loi de bande de rotation, étant entendu que les états 1/2 devront se trouver à des énergies inférieures à 715 keV où le rapport d'anisotropie W(0°)/W(90°) est minimum. Les positions respectives de ces états avec les valeurs des voies d'entrée $\sigma_{NC}^{J\pi}$ et $(T_N + T_\gamma)^{J\pi}$ utilisées pour tenter de reproduire les états expérimentaux sont présentées dans le tableau V.4. Les paramètres de la barrière utilisée pour l'état $1/2^+$ sont :

$$E_B = 6{,}023 \text{ MeV} \qquad \hbar\omega_B = 0{,}46 \text{ MeV}$$

$$E_{III} = 5{,}608 \text{ MeV} \qquad \hbar\omega_{III} = 0{,}51 \text{ MeV}$$

$$E_C = 6{,}204 \text{ MeV} \qquad \hbar\omega_C = 0{,}46 \text{ MeV}$$

Une comparaison entre les valeurs calculées et expérimentales est présentée en figure V.9.

Les paramètres des deux bandes de rotation sont alors :

$$\frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} = (2{,}0 \pm 0{,}1 \text{ keV}) \qquad a\ (K^\pi = 1/2^+) = +1{,}3 \pm 0{,}2$$

$$a\ (K^\pi = 1/2^-) = -1{,}5 \pm 0{,}2$$

Version B

Dans la version B, les positions des états $3/2^-$ et $3/2^+$ sont inversées par rapport à la version A. Dans ce cas, afin de rendre compte des intensités relatives des résonances situées à 708,5 et 719,5 keV, on est amené à placer les états $1/2^+$ et $1/2^-$ aux environs de 709 keV. L'état $5/2^+$ se place alors aux environs de 727 keV. Les paramètres utilisés dans cette version sont présentés dans le tableau V.4. Ceux, caractérisant la barrière de l'état $1/2^-$ sont :

$$E_B = 6{,}04 \text{ MeV} \qquad \hbar\omega_B = 0{,}50 \text{ MeV}$$

$$E_{III} = 5{,}60 \text{ MeV} \qquad \hbar\omega_{III} = 0{,}51 \text{ MeV}$$

$$E_C = 6{,}20 \text{ MeV} \qquad \hbar\omega_C = 0{,}60 \text{ MeV}$$

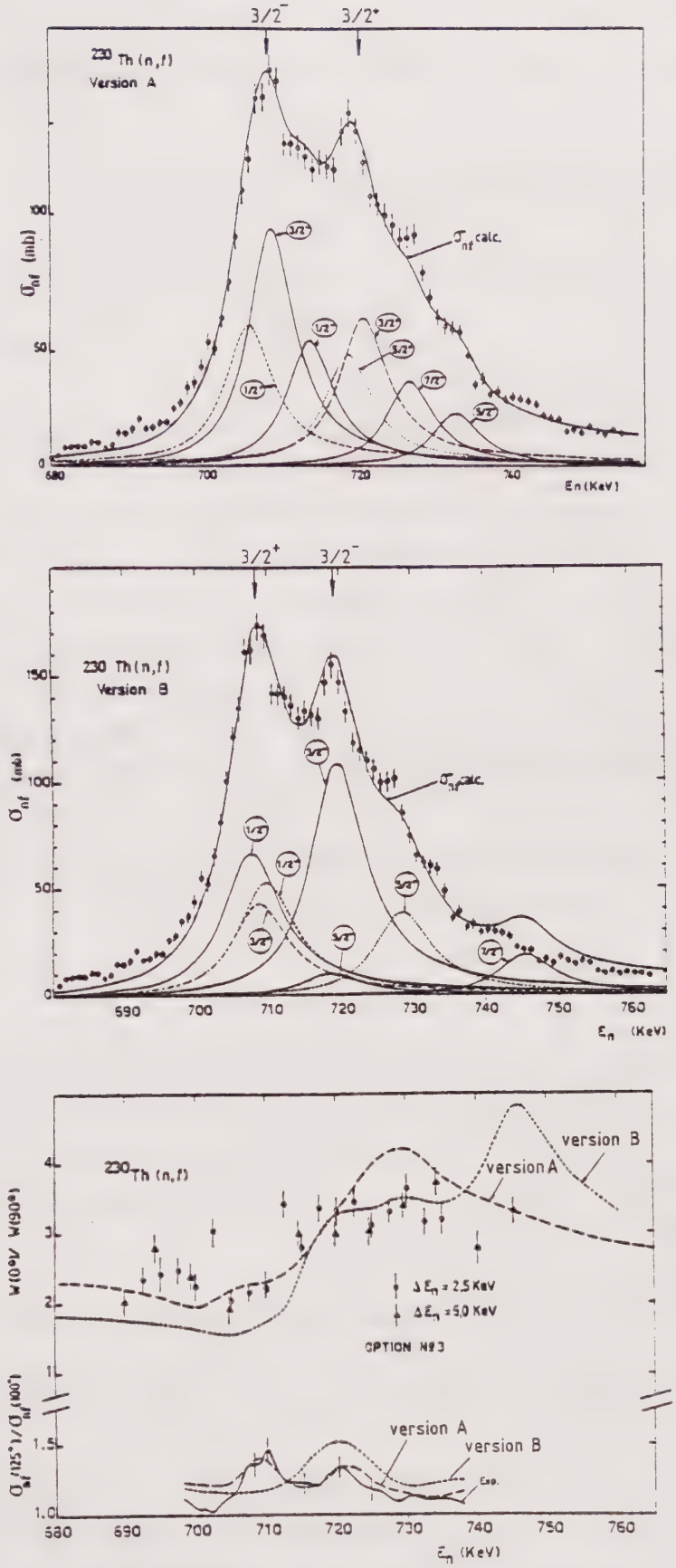


Fig. V.9. Analyses simultanées suivant les versions A et B, de la section efficace de fission, σ_{nf} [Bl 78], du rapport d'anisotropie des fragments de fission, W(0°)/W(90°), [Br 80] et de celui $\sigma_{nf}(125°)/\sigma_{nf}(100°)$ obtenu à partir des données expérimentales, [VM 81], de la réaction $^{230}Th(n,f)$.

Une comparaison entre les valeurs calculées et expérimentales est présentée en figure V.9.

Les paramètres des deux bandes de rotation sont :

$$\frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} = (1,9 \pm 0,1) \text{ keV} \qquad a\ (K^\pi = 1/2^+) = -1,1 \pm 0,2$$

$$a\ (K^\pi = 1/2^-) = +1,1 \pm 0,2$$

Dans cette version, l'état $7/2^-$ est situé à une énergie de 748 keV, mais alors, la section efficace calculée, σ_{nf}, est trop importante à cette énergie et présente même une résonance qui n'est pas observée expérimentalement. D'autre part, le rapport d'anisotropie calculé W(0°)/W(90°) atteint la valeur 4,8 (Fig. V.9) alors que la valeur expérimentale n'excède pas 2,8 [Br 80]. Nous devrions pour obtenir un accord avec l'expérience réduire de plus d'un facteur 10 la valeur de $\sigma_{NC}^{7/2^-}$ calculée par un calcul de modèle optique, [JL 78]. Cette figure V.9 montre également que le rapport W(0°)/W(90°) calculé est trop faible aux environs de 700 keV (1,6 comparé à 2,2 obtenu expérimentalement, [Br 80]). Enfin cette version B reproduit mal les détails de la section efficace de fission aux environs de 713, 716 et 733 keV et surtout ne reproduit pas du tout le rapport $\sigma_{nf}(125°)/\sigma_{nf}(100°)$ présenté au bas de la figure V.9.

Version C

Dans la version C, les énergies des états $3/2^+$ et $3/2^-$ sont celles de la version A ; par rapport à cette version, les positions des états $1/2^+$ et $1/2^-$ sont inversées et l'état $5/2^+$ est placé à 727 keV au lieu de 716,5 keV, l'état $7/2^-$ se situe alors au voisinage de 730 keV où le rapport d'anisotropie expérimental W(0°)/W(90°) est maximum, [Br 80].

Dans ces conditions, les paramètres des bandes de rotation sont alors :

$$\frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} (K^\pi = 1/2^+) = (1,9 \pm 0,3) \text{ keV} \qquad a\ (K^\pi = 1/2^+) = 0,2 \pm 0,2$$

$$\frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} (K^\pi = 1/2^-) = (2,1 \pm 0,1) \text{ keV} \qquad a\ (K^\pi = 1/2^-) = -0,3 \pm 0,2$$

Les paramètres utilisés dans cette version sont présentés dans le tableau V.4. Ceux caractérisant la barrière de l'état $1/2^-$ sont présentés ci-après (on remarquera la grande différence de courbure des barrières B et C, ce qui donne à la résonance une forme asymétrique).

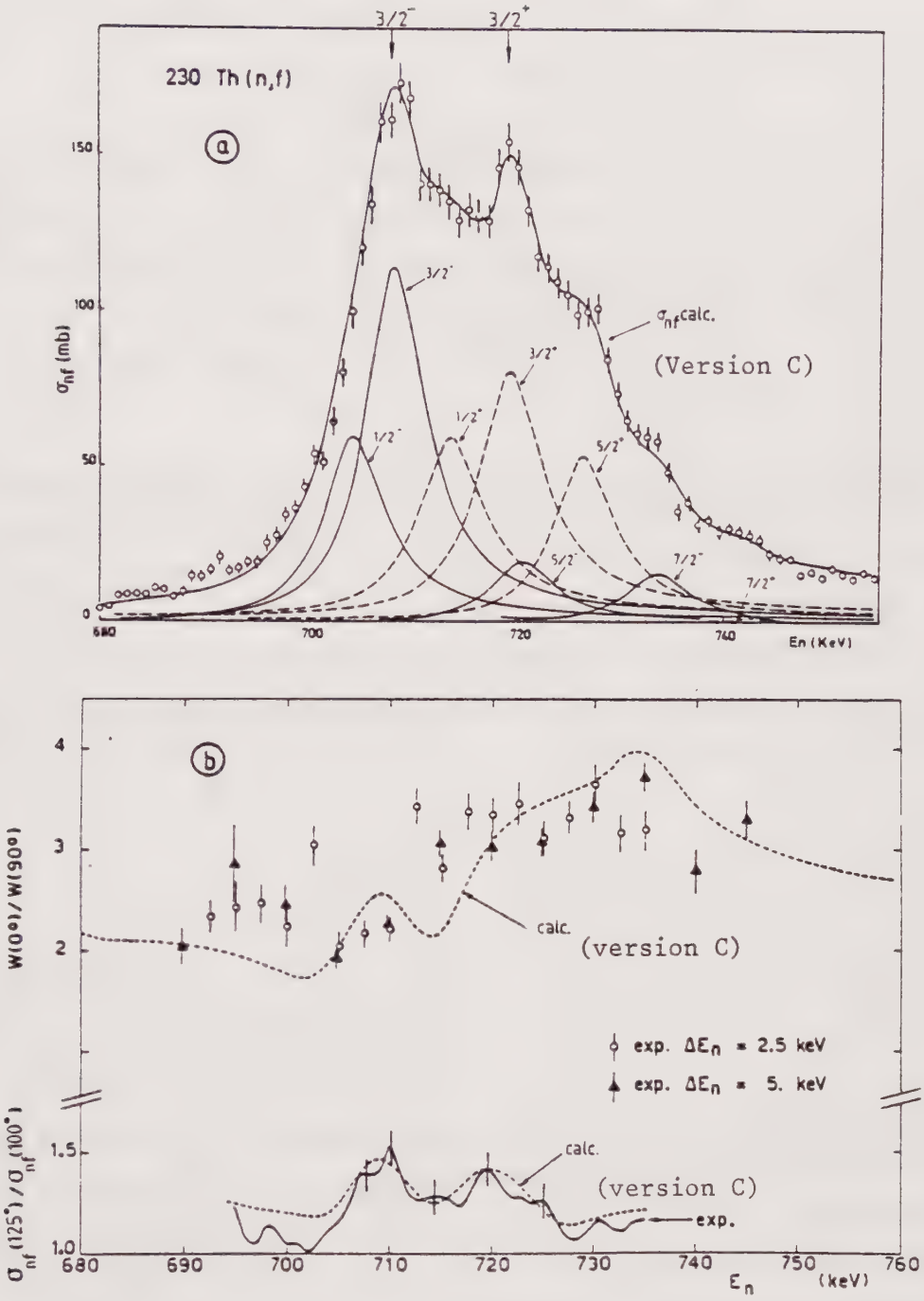


Fig. V.10. Analyse simultanée de la réaction $^{230}Th(n,f)$ suivant la version C.

a - de la section efficace de fission, σ_{nf} [Bl 78],

b - du rapport d'anisotropie des fragments de fission, W(0°)/W(90°), [Br 80] et de celui, $\sigma_{nf}(125°)/\sigma_{nf}(100°)$ obtenu à partir des données expérimentales, [VM 81].

E_B = 5,902 MeV $\quad \hbar\omega_B$ = 0,20 MeV

E_{III} = 5,652 MeV $\quad \hbar\omega_{III}$ = 0,51 MeV

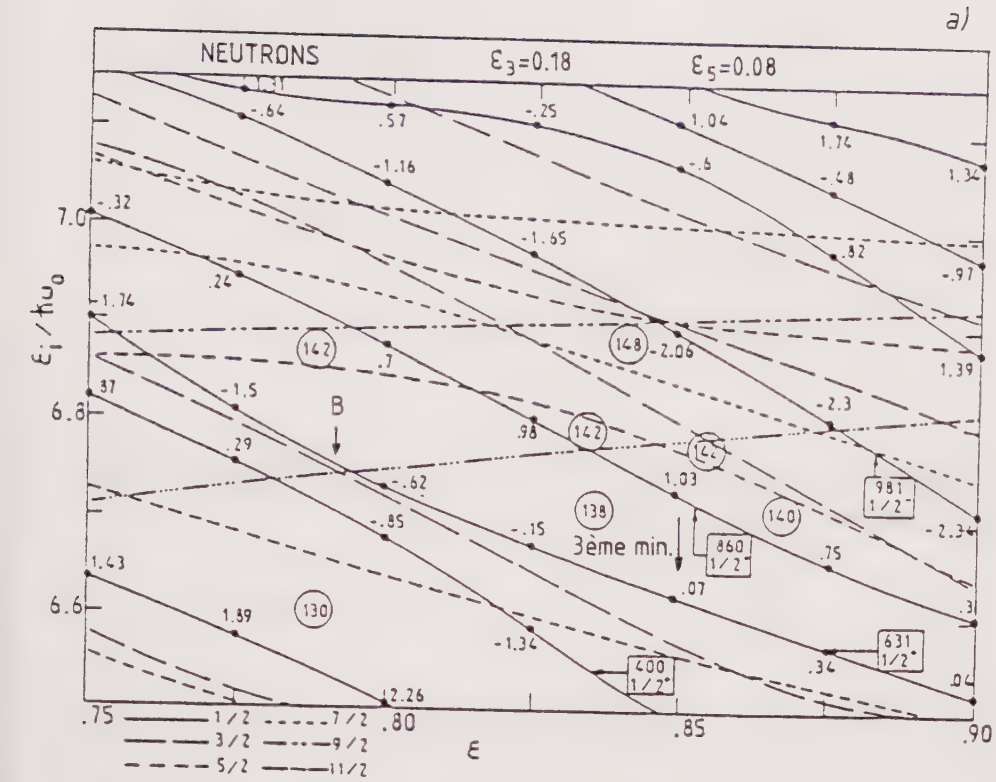
E_C = 6,509 MeV $\quad \hbar\omega_C$ = 1,00 MeV

Les résultats de cette analyse simultanée de σ_{nf} et des rapports d'anisotropie sont présentés en figure V.10. On peut y constater un excellent accord avec l'ensemble des données expérimentales. Cet accord est meilleur que ceux obtenus dans les versions précédentes et spécialement dans la version B pour la section efficace de fission et surtout pour les rapports d'anisotropie $W(0°)/W(90°)$ et $\sigma_{nf}(125°)/\sigma_{nf}(100°)$.

Cependant, les valeurs de $\sigma_{NC}^{J\pi}$ et $(T_N + T_\gamma)^{J\pi}$ prises en compte pour le moment angulaire $J^\pi = 3/2^+$ dans les versions A et C sont nettement supérieures à celles obtenues par un calcul de modèle optique ; bien qu'il n'existe pas, à ce jour, de valeur expérimentale concernant la fonction densité S_2, nous allons supposer exacte la valeur obtenue par ce calcul de modèle optique, [JL 78] et proposer une version D plus élaborée, en examinant la possibilité d'existence de barrières différentes en fonction de J^π.

Version D

Dans les versions A, B et C, les barrières associées aux états d'une même bande de rotation avaient toutes la même forme afin de réduire le nombre de paramètres ajustables ; elles ne différaient que par une "énergie de rotation" supposé indépendante de la déformation. Or, les calculs de Sobiczewski [So 73] montrent que le paramètre d'inertie $\hbar^2/2\mathcal{J}$ varie de 2,5 keV au niveau de la barrière B jusqu 1,8 keV au niveau de la barrière C. D'autre part , les calculs de Nilsson [Ni 77] montrent que la valeur du coefficient de découplage peut varier énormément en fonc de la déformation comme le montrent les figures V.11.a et b.



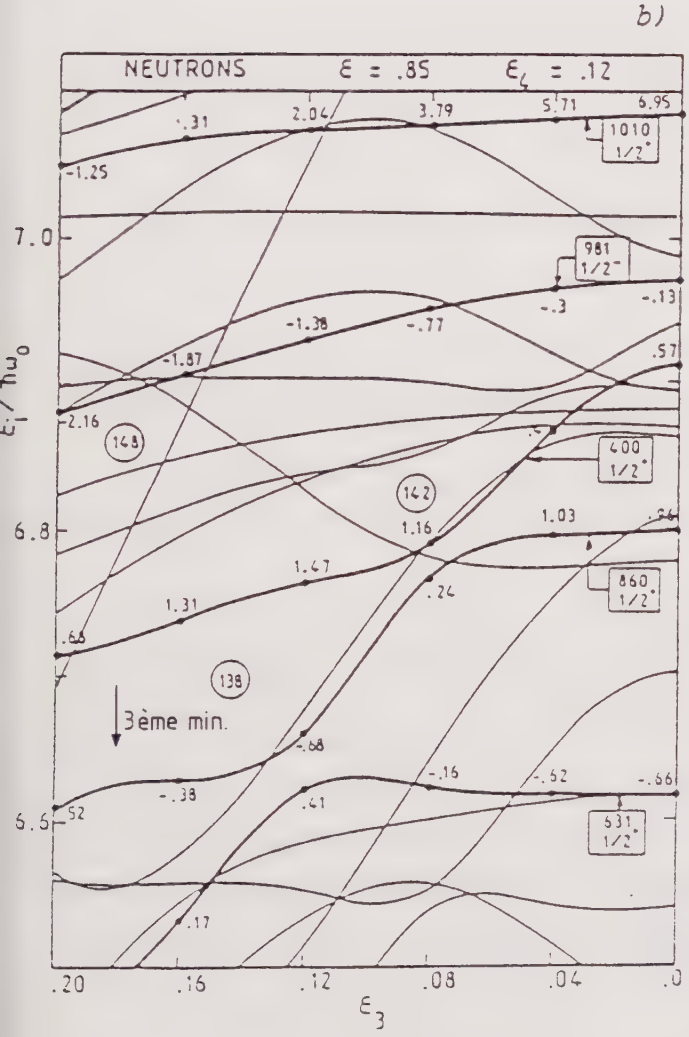


Fig. V.11. Niveaux de particules indépendantes de neutrons, calculés par S.G. Nilsson et al., [Ni 77] pour $^{232}_{90}Th$.

a) en fonction de ε, pour $\varepsilon_3 = 0,18$ *et* $\varepsilon_5 = 0,08$

b) en fonction de ε_3, *pour* $\varepsilon = 0,85$ *et* $\varepsilon_4 = 0,12$.

Les valeurs du coefficient de découplage, à différentes déformations sont indiquées le long des orbitales 1/2.

Pour une résonance isolée et en supposant le terme de couplage nul, la pénétrabilité T(E) de la double barrière peut s'écrire:

$$T(E) = \frac{\Gamma_B^\nu \, \Gamma_C^\nu}{(E - E^\nu)^2 + (1/2\Gamma^\nu)^2}$$

E^ν est l'énergie du maximum de la résonance, Γ_B^ν et Γ_C^ν sont les largeurs partielles déduites de chacune des barrières B et C pour un état $\nu(K,J,\pi)$:

$$\Gamma^\nu = \Gamma_B^\nu + \Gamma_C^\nu$$

Soit l'exemple de l'état $3/2^-$ situé à l'énergie de neutrons de 708,5 keV avec une largeur Γ^ν d'environ 7 keV et une section efficace de fission au maximum de la résonance, $\sigma_{nf}^{3/2^-} \sim 100$ mb.

$$\Gamma^{3/2^-} = 7 \text{ keV} \quad \text{et} \quad \sigma_{nf}^{3/2^-} \simeq 100 \text{ mb.}$$

D'où $\Gamma_B^{3/2^-} \sim 6{,}6$ keV et $\Gamma_C^{3/2^-} = 0{,}4$ keV, en supposant la barrière B plus large que la barrière C, en accord avec les résultats des calculs théoriques, [MN 73].

Il est donc tout à fait fondé d'utiliser des barrières B et C différentes avec, par exemple, les paramètres suivants pour la barrière de l'état $1/2^-$:

$$E_B = 5{,}898 \text{ MeV} \qquad \hbar\omega_B = 0{,}20 \text{ MeV}$$

$$E_{III} = 5{,}648 \text{ MeV} \qquad \hbar\omega_{III} = 0{,}51 \text{ MeV}$$

$$E_C = 6{,}488 \text{ MeV} \qquad \hbar\omega_C = 1{,}00 \text{ MeV}$$

Dans ce cas, à des variations *très minimes* de la barrière la plus basse (B) correspondent des variations très importantes du coefficient de transmission T_f, de la largeur Γ et de l'énergie E de la résonance alors que des variations de E_C n'affectent que le coefficient de transmission T_f. Un exemple de calcul est présenté en figure V.12 où l'on a gardé constants les trois paramètres de courbure : $\hbar\omega_B = 0{,}2$ MeV, $\hbar\omega_{III} = 0{,}51$ MeV et $\hbar\omega_C = 1{,}0$ MeV.

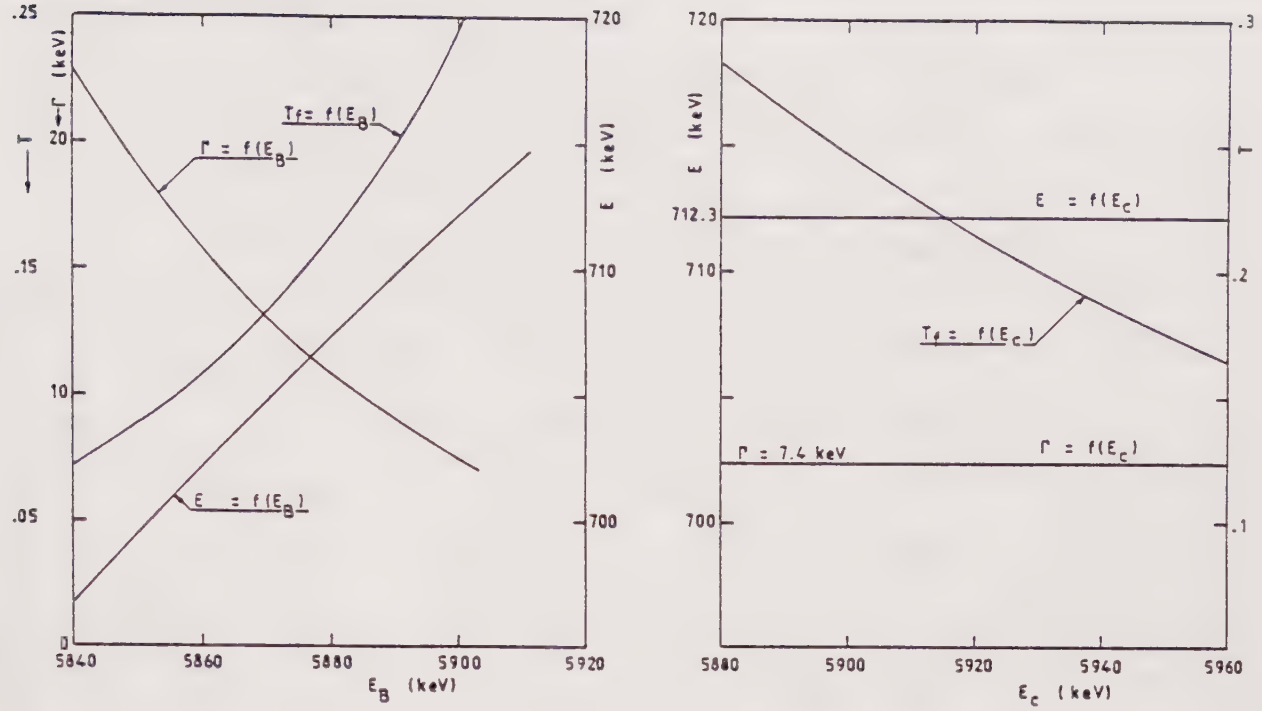


Fig. V.12. Variation du coefficient de transmission, T_f, de la largeur Γ et de l'énergie E de la résonance de vibration en fonction des paramètres E_B et E_C de la barrière de potentiel.

Les paramètres de la version D, ajustés sur les résultats expérimentaux sont présentés dans le tableau V.2.

Remarquons que dans ce cas, les valeurs $\sigma_{NC}^{3/2^+}$ et $(T_N+T_\gamma)^{3/2^+}$ utilisées se rapprochent alors de celles calculées par un modèle optique (Tableau IV.2).

Les valeurs du paramètre d'inertie $\hbar^2/2\mathcal{J}$, au niveau des barrières B et C et du troisième puits, sont présentées dans le tableau V.3 ; elles peuvent être comparées à celles déduites des calculs de Sobiczewski effectués dans l'approximation du modèle du "Cranking", [So 73]. De plus, les valeurs du coefficient de découplage suggèrent que la vibration est bâtie à partir de l'orbitale [631] du schéma de Nilsson présenté en figure V.11 a et b, [Ni 77]. Les valeurs expérimentales du paramètre d'inertie et du coefficient de découplage sont en bon accord avec les valeurs théoriques.

Tableau V.2

Paramètres de barrières utilisés dans la version D

J^π	E_B (MeV)	E_{III} (MeV)	E_C (MeV)	$E_n^{J\pi}$ (keV)	$T_f^{J\pi}$	$\Gamma^{J\pi}$ (keV)	$\sigma_{NC}^{J\pi}$ (b)	$(T_N + T_\gamma)^{J\pi}$
$1/2^+$	5,906	5,658	6,488	714,3	0,33	7,0	0,34	1,5
$3/2^+$	5,921	5,661	6,493	719,8	0,41	5,6	0,32	1,4
$5/2^+$	5,917	5,671	6,500	726,5	0,32	8,5	0,40	1,9
$1/2^-$	5,898	5,648	6,488	704,5	0,32	6,6	0,40	1,5
$3/2^-$	5,899	5,653	6,493	708,1	0,30	7,0	0,88	2,1
$5/2^-$	5,924	5,660	6,500	719,7	0,42	5,3	0,09	1,7
$7/2^-$	5,927	5,677	6,511	732,7	0,32	7,3	0,14	2,0

N.B. Les courbures utilisées sont $\hbar\omega_B$ = 0,2 MeV ; $\hbar\omega_{III}$ = 0,51 MeV ; $\hbar\omega_C$ = 1,0 Me
Elles restent indépendantes du moment angulaire.

Tableau V.3

		maximum B	puits III	maximum C
Exp. (Version D)	$\hbar^2/2\mathcal{J}(\pi = +1)$ (keV)	2,1 ±0,4	1,5 ±0,4	1,5 ±0,4
	a ($\pi = +1$)	+1,4 ±0,3	-0,3 ±0,4	0,1 ±0,4
	$\hbar^2/2\mathcal{J}(\pi = -1)$ (keV)	2,6 ±0,2	1,8 ±0,2	1,5 ±0,2
	a ($\pi = -1$)	-1,0 ±0,2	+0,3 ±0,2	0,1 ±0,3
Th.	$\hbar^2/2\mathcal{J}$ (keV), [So 73]	2,5	2,0	1,8
	a [631], [Ni 77]	- 1,0	0,1	0,0

La figure V.13 présente une comparaison entre les valeurs calculées et expérimentales. L'accord avec les données expérimentales est tout à fait comparable à celui obtenu dans la version C (Fig. V.10), mais avec des valeurs de la voie d'entrée plus conformes aux résultats du modèle optique.

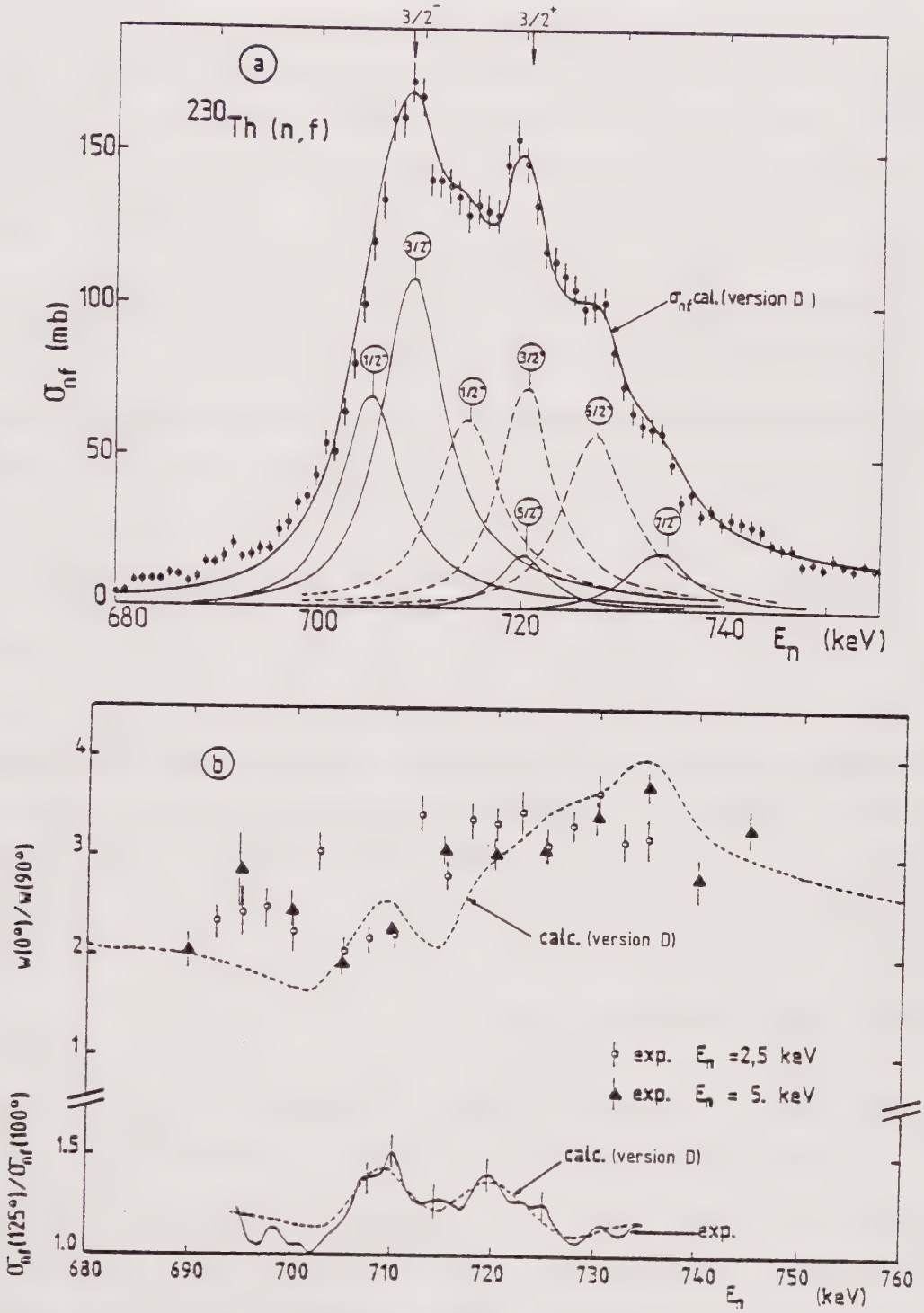


Fig. V.13. Analyse simultanée de la réaction $^{230}Th(n,f)$ suivant la version D,
a - de la section efficace de fission, σ_{nf} [Bl 78],
b - du rapport d'anisotropie des fragments de fission, W(0°)/W(90°), [Br 80] et de celui, $\sigma_{nf}(125°)/\sigma_{nf}(100°)$ obtenu à partir des données expérimentales [VM 81].

Le tableau V.4 compare les valeurs des paramètres utilisés de $E_n^{J\pi}$, $\sigma_{NC}^{J\pi}$ et $(T_N + T_\gamma)^{J\pi}$, dans les quatre versions A, B, C et D.

Tableau V.4

	Version A			Version B			Version C			Version D		
J^π	$E_n^{J\pi}$ (keV)	$\sigma_{NC}^{J\pi}$ (b)	$(T_N + T_\gamma)^{J\pi}$	$E_n^{J\pi}$ (keV)	$\sigma_{NC}^{J\pi}$ (b)	$(T_N + T_\gamma)^{J\pi}$	$E_n^{J\pi}$ (keV)	$\sigma_{NC}^{J\pi}$ (b)	$(T_N + T_\gamma)^{J\pi}$	$E_n^{J\pi}$ (keV)	$\sigma_{NC}^{J\pi}$ (b)	$(T_N + T_\gamma)^{J\pi}$
$1/2^+$	705,5	0,36	1,4	709,0	0,36	1,4	713,0	0,35	1,4	714,3	0,34	1,5
$3/2^+$	719,7	0,34	1,2	708,5	0,32	1,5	719,8	0,35	1,0	719,8	0,32	1,4
$5/2^+$	716,5	0,38	1,9	728,0	0,34	2,0	727,0	0,40	1,9	726,5	0,40	1,9
$1/2^-$	713,5	0,37	1,6	708,0	0,40	1,2	704,5	0,35	1,4	704,5	0,40	1,5
$3/2^-$	708,5	0,9	2,1	720,0	1,04	2,1	708,5	0,94	2,1	708,1	0,88	2,1
$5/2^-$	733,0	0,14	1,4	719,0	0,07	1,7	720,5	0,1	1,2	719,7	0,09	1,7
$7/2^-$	727,0	0,25	1,6	746,0	0,16	2,0	733,5	0,12	2,0	732,7	0,14	2,0

En conclusion, il nous paraît évident que la version B doit être catégoriquement rejetée, la version D , plus élaborée, est à préférer aux versions A et C car elle est plus en accord avec les paramètres du modèle optique et rend compte des variations du paramètre d'inertie $\hbar^2/2\mathcal{J}$ et du coefficient de découplage en fonction de la déformation.

V.6. COMPARAISON AVEC D'AUTRES ANALYSES

Une comparaison des diverses analyses de la réaction ^{230}Th(n,f) a été présen au "Neutron Interlab Seminar", Oxford (1981) par A. Michaudon [Mi 81].

Les premières de ces analyses, au voisinage d'une énergie de neutrons de 715 keV, furent celles de James et al. [Ja 72] et Yuen et al. [Yu 71]. La résolution expérimentale de l'époque ne permettait pas de résoudre la résonance en composantes fines, aussi ces auteurs n'ont-ils utilisé qu'une seule parité. Leurs analyses peuvent donc se comparer à l'option n° 2, présentée dans ce travail, et pour les mêmes raisons que celles évoquées dans ce paragraphe doivent être aujour abandonnées.

Ces dernières années, les résultats expérimentaux récents de la réaction ^{230}Th(n,f), [Bl 78, Br 80], ont également été analysés par différents auteurs, [BG 80, BLy 80, Br 80], qui ont préféré notre version B, [Bl 80 a)]. La raison de leur choix était un meilleur accord, pour la valeur de $J^{\pi} = 3/2^{+}$, entre la valeur utilisée de la section efficace de formation du noyau composé $\sigma_{NC}(J^{\pi} = 3/2^{+})$ et celle calculée au moyen d'un code de modèle optique. Il est à noter que ces auteurs *n'ont pas pris en compte les résultats de Los-Alamos*, [VM 81]. Nous avons montré que cette prise en compte était essentielle à la mise en évidence des deux états de moment angulaire J = 3/2. Rappelons que dans le cas de la version B, il y a désaccord avec les données expérimentales de fission et notamment avec $\sigma_{nf}(125°)/\sigma_{nf}(100°)$ (§ V.5, version B) et que d'autre part, la version D utilise des valeurs de $\sigma_{NC}^{J\pi}$ en accord avec les valeurs théoriques. Ajoutons que si les incertitudes des valeurs calculées sont relativement faibles pour les moments orbitaux $\ell = 0$ et $\ell = 1$, elles sont importantes pour $\ell = 2$, les fonctions densité S_2 sont, en effet,inconnues pour la plupart des actinides.

V.7. CONCLUSION

Cette analyse a montré d'une façon indiscutable l'existence d'un troisième minimum dans la barrière de fission du noyau ^{231}Th. Notre conviction est basée sur *l'obligation d'inclure les deux parités* (positive et négative) dans l'analyse des résultats expérimentaux ; la présence de ces deux parités est en effet la "signature" du *troisième puits asymétrique*.

Chapitre VI

ANALYSE DES SECTIONS EFFICACES ET DISTRIBUTIONS ANGULAIRES DE LA REACTION $^{232}Th(n,f)$

VI.1. INTRODUCTION

La réaction $^{232}Th(n,f)$ n'est pas aussi favorable que celle de $^{230}Th(n,f)$, où il existe une résonance de vibration bien isolée, à une énergie de neutrons relativement faible (710 keV). En effet, même si l'on considère les deux résonances situées aux environs de 1,6 et 1,7 MeV d'énergie de neutrons, on constate qu'elles se superposent à un plateau dont la valeur est d'environ 60 mb, c'est-à-dire autant que celle de la résonance la plus élevée située à 1,6 MeV. Ce plateau aura pour effet de perturber gravement les distributions angulaires ; nous devrons donc entreprendre l'analyse des résonances simultanément avec celle du fond constitué d'un mélange de différentes voies de fission K^{π}.

VI.2. ANALYSE DE L'ANISOTROPIE DES FRAGMENTS DE FISSION

La première conclusion qui s'impose à l'examen de la figure VI.1 est que le nombre de voies de fission K^{π} doit être faible jusqu'à une énergie de neutrons E_n aux environs de 2,5 MeV. Dans cette figure, le rapport d'anisotropie $a(E_n) = N_f(E_n)(\theta < 31°)/N_f(E_n)(\theta < 90°)$ est tracé en fonction de l'énergie de neutrons entre 0,7 et 10 MeV, ($N_f(E_n)$ représente le taux de comptage des événements fission par canal du sélecteur de temps de vol dans l'expérience réalisée avec une grille ($\theta < 31°$) et présentée au chapitre III). Ce rapport $a(E_n)$ présente d'importantes fluctuations pour $E_n < 2,5$ MeV. A plus haute énergie, $a(E_n)$ devient constant indiquant la contribution d'un plus grand nombre de voies de sortie K^{π}. A partir de $E_n = 6,0$ MeV, apparaît la fission de seconde chance $^{232}Th(n,n'f)$ et l'on retrouve pour le noyau $^{232}Th^{*}$ faiblement excité un nombre restreint de voies de fission, avec des fluctuations de $a(E_n)$. Enfin, pour $E_n > 8,0$ MeV, ce rapport $a(E_n)$ redevient constant, indiquant à nouveau l'ouverture d'un grand nombre de voies de fission.

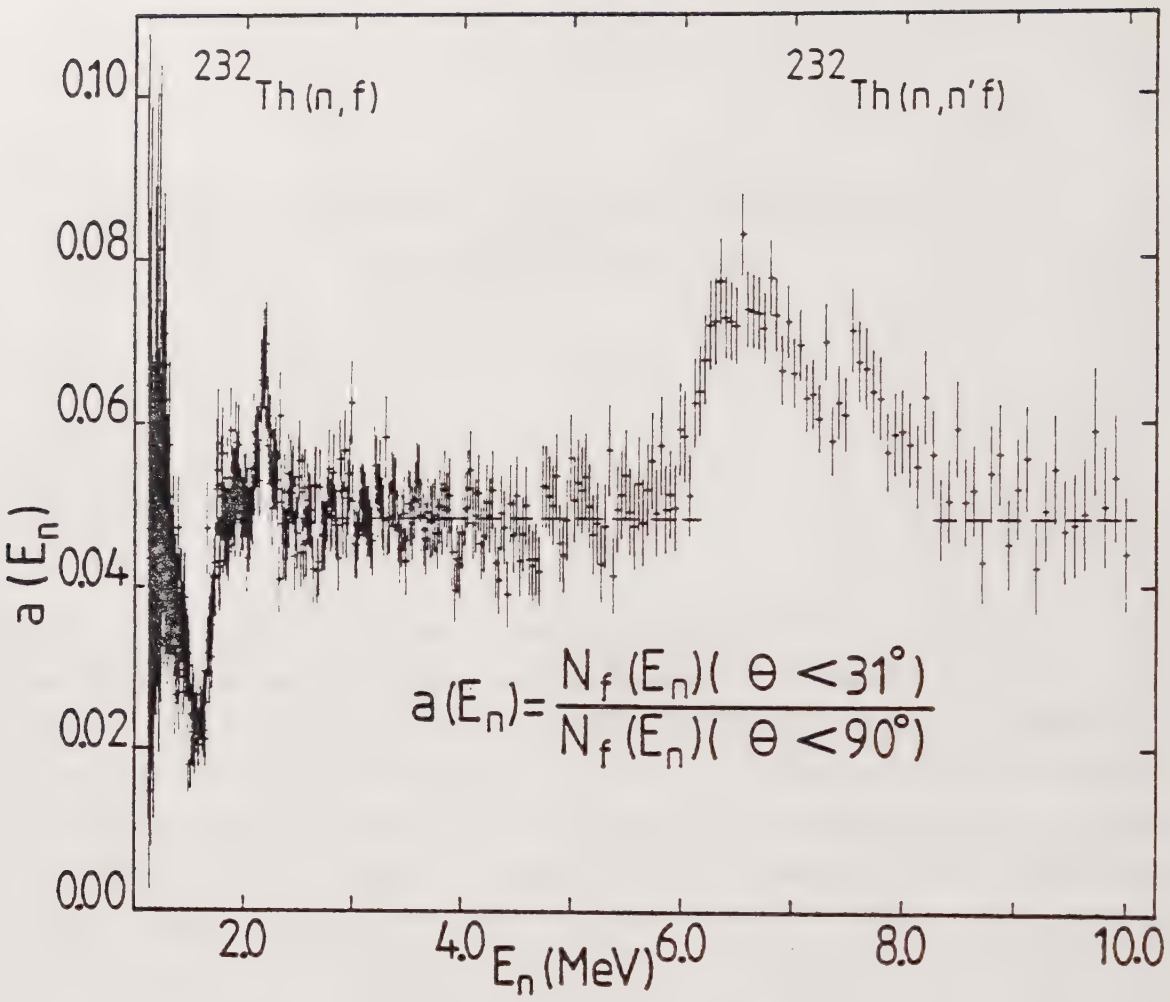


Fig. VI.1. Rapport d'anisotropie $a(E_n)$ en fonction de l'énergie de neutrons E_n entre 0,7 et 10 MeV.

Les distributions angulaires des fragments de fission sont fortement dépendantes des nombres quantiques K et J,(Annexe I). La figure VI.2 présente de telles distributions pour les valeurs de K égales à 1/2, 3/2 ou 5/2 et $J \geq K$. Ces distributions sont obtenues à partir de celles calculées pour les différentes voies K^{π}, J^{π} pondérées des contributions individuelles des différentes voies d'entrée K^{π}, J^{π} à une énergie de neutrons de 1,6 MeV. Remarquons les comportements caractéristiques des différentes voies en K, les maxima des distributions angulaires sont situés respectivement aux valeurs suivantes de θ : 0° pour K = 1/2, $J \geq 1/2$, 40° pour K = 3/2, $J \geq 3/2$ et 65° pour K = 5/2, $J \geq 5/2$.

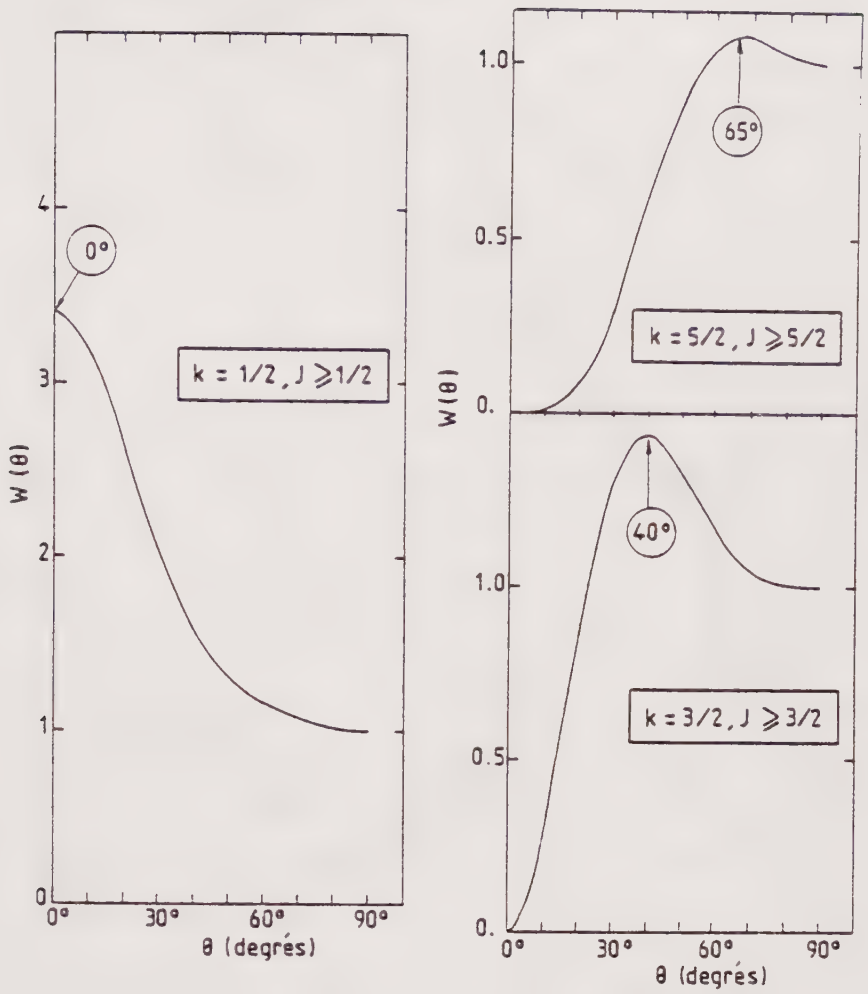


Fig. VI.2. Distributions angulaires des fragments de fission calculées pour K = 1/2, 3/2 et 5/2 et J ≥ K à une énergie de neutrons E_n = 1,6 MeV et pondérées des sections efficaces $\sigma_{NC}^{J\pi}$.

La figure VI.3 montre en détail, dans la zone en énergie comprise entre 0,7 et 2,0 MeV, la section efficace de la réaction ^{232}Th(n,f) et le rapport d'anisotropie $a(E_n) = N_f(E_n)(\theta < 31°)/N_f(E_n)(\theta < 90°)$. Aux énergies de neutrons E_n(MeV) ~ 0,8 ; 1,03 ; 1,23 et 1,8, il existe une dominante pour K = 1/2 alors que pour E_n(MeV) = 0,92 ; 1,17 ; 1,3 et 1,6 la présence de voies K ≥ 3/2 est responsable de la diminution brutale de $a(E_n)$.

Les mesures d'anisotropie permettent d'obtenir des informations quantitatives sur les proportions de chaque composante en K. A cet effet, les valeurs théoriques des rapports $R_{th}(31°/90°)$ et $R_{th}(45°/90°)$ des sections efficaces de fission intégrées à des angles $\theta < 31°$ et 45° sur celle obtenue dans tous les angles ($\theta < 90°$) ont été calculées pour K = 1/2, 3/2 et 5/2. Toutes les valeurs significatives de $\sigma_{NC}^{J\pi}$, soit pour $1/2^{+,-} \leq J^{\pi} \leq 11/2^{+,-}$, ont été prises en compte,

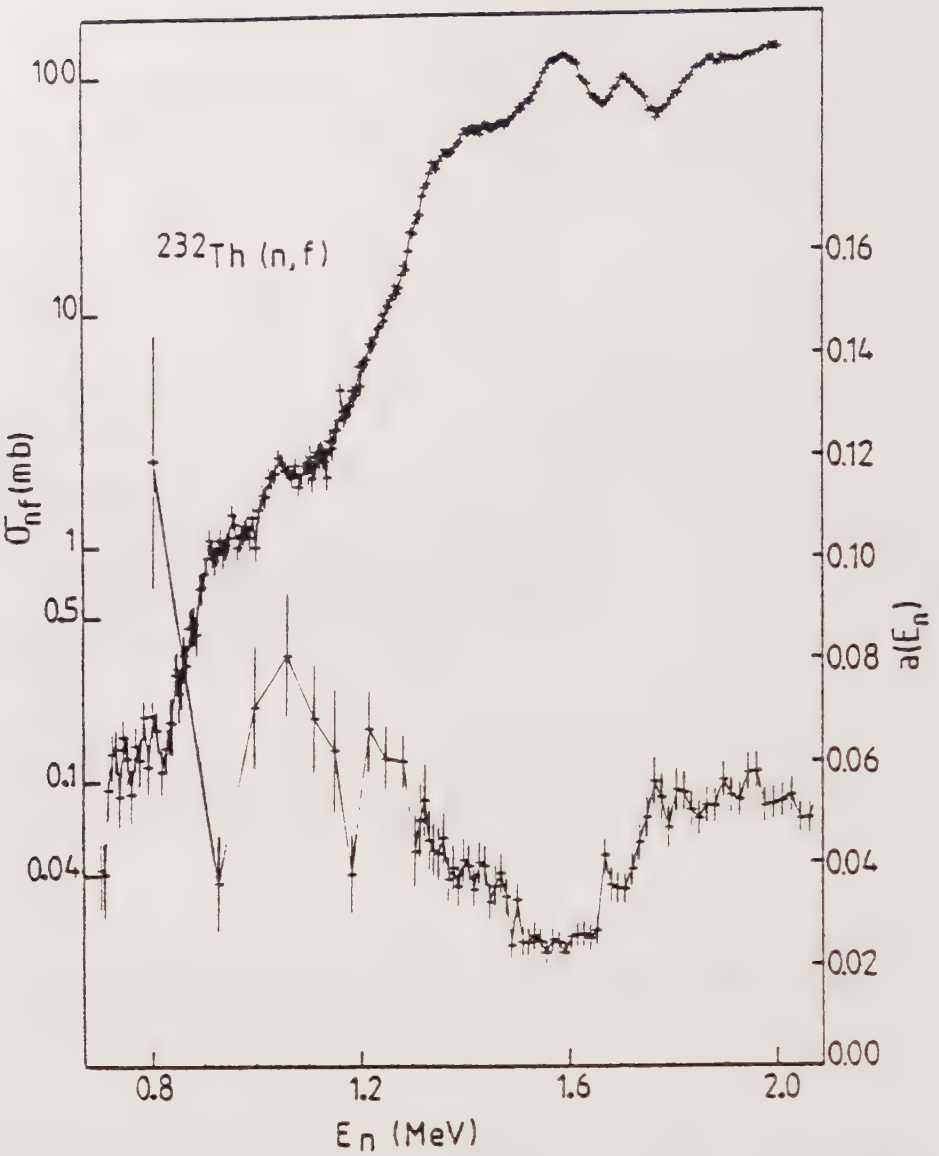


Fig. IV.3. Section efficace de la réaction $^{232}Th(n,f)$ et rapport d'anisotropie $a(E_n) = N_f(E_n)(\theta<31°)/N_f(E_n)$ $(\theta<90°)$ en fonction de l'énergie de neutrons E_n entre 0,7 et 2,0 MeV.

la largeur de la résonance de vibration Γ_{vib} est prise égale à 50 keV pour un coefficient de pénétrabilité de la barrière de fission T_f = 0,5. Le tableau VI.1 présente les résultats de ce calcul pour E_n(MeV) = 1,2 ; 1,4 et 1,6 MeV.

Les valeurs expérimentales des rapports :

$$R_{exp.}(31°/90°) = \sum_{E_1}^{E_2} \sigma_f(\theta < 31°)dE / \sum_{E_1}^{E_2} \sigma_f(\theta < 90°)dE$$

et

$$R_{exp.}(45°/90°) = \sum_{E_1}^{E_2} \sigma_f(\theta < 45°)dE / \sum_{E_1}^{E_2} \sigma_f(\theta < 90°)dE$$

sont présentées dans le tableau VI.2 pour les intervalles d'énergies E_1, E_2.

Tableau VI.1

K	E_n (MeV)	$R_{th}(31°/90°)$	$R_{th}(45°/90°)$
1/2	1,2	0,082	0,168
	1,4	0,083	0,169
	1,6	0,084	0,170
3/2	1,2	0,015	0,062
	1,4	0,017	0,066
	1,6	0,019	0,070
5/2	1,2	0,0017	0,0146
	1,4	0,0022	0,0176
	1,6	0,0027	0,0207

Tableau VI.2

E_1 (keV)	E_2 (keV)	$R_{exp.}(31°/90°)$	$R_{exp.}(45°/90°)$	K = 1/2 (%)	K = 3/2 (%)	K = 5/2 (%)
1350	1450	0,038	0,095	35	50	15
1450	1550	0,028	0,080	23	52	25
1550	1650	0,023	0,069	16	46	38
1670	1750	0,038	0,094	32	49	19

Les pourcentages en valeurs de K = 1/2, 3/2 ou 5/2 de la section efficace de fission sommée dans les intervalles d'énergie E_1, E_2 sont également indiqués.

Cette méthode ne donne qu'une indication approximative de la contribution des différentes voies de fission. Une étude plus précise consiste à calculer point par point (par intervalle de 2 keV dans notre cas) les sections efficaces de fission pour $\theta < 90°$, $\theta < 45°$ et $\theta < 31°$ en décomposant la section efficace pour chaque voie de fission.

VI.3. ANALYSE DES STRUCTURES FINES

L'analyse a donc été conduite en admettant que le nombre de voies de fission doit être faible. Cette condition est conforme à la théorie de Bohr. Elle est également en accord avec le modèle de Nilsson qui prévoit un nombre de niveaux de particules indépendantes au plus égal à 8 dans un intervalle de 2 MeV autour de l'énergie de Fermi du thorium, à la déformation correspondant au troisième minimum,[Ni 77]. Quantitativement, le nombre limité de voies de fission peut être mis en évidence en calculant pour chaque valeur de K et pour une énergie de neutrons donnée, la valeur de la section efficace $\sigma_{nf}(K,E_n)$ à l'ouverture de chaque voie. Par exemple, au voisinage d'une énergie de neutrons de 2,5 MeV, la valeur expérimentale de la section efficace de fission est de l'ordre de 125 mb. Les contributions partielles des différentes voies de fission peuvent être calculées à cette énergie en utilisant les paramètres de barrières du tableau VI.3 et les valeurs de $\sigma_{NC}^{J\pi}$ et $(T_N + T_\gamma)^{J\pi}$ pour $E_n = 2,5$ MeV, soit au total :

$$\sum_{KJ\pi} \{\sigma_{nf}(K^\pi,J^\pi)\} \sim 120 \text{ mb}$$

en excellent accord avec la valeur expérimentale.

Pour chaque état J^π, nous avons adopté comme valeurs des sections efficaces du noyau composé $\sigma_{NC}^{J\pi}$ et des coefficients de transmission dans les voies de sortie neutron et gamma $(T_N + T_\gamma)^{J\pi}$ celles calculées par le code FISINGA. Les seul paramètres restant libres sont alors les hauteurs E_B, E_C et courbures $\hbar\omega_B$, $\hbar\omega_C$ des deuxième et troisième maxima, la profondeur E_{III} et la courbure $\hbar\omega_{III}$ du puits séparant ces maxima (soit 6 paramètres au total pour chaque barrière). On considère que le premier maximum E_A est situé à une énergie nettement inférieure à la valeur du troisième minimum et n'intervient pas dans le calcul. Le tableau VI.3 présente les paramètres des barrières des six voies de fission utilisées dans le présent calcul.

Tableau VI.3

Paramètres de barrières de ^{233}Th.

K	E_B (MeV)	$\hbar\omega_B$ (MeV)	E_{III} (MeV)	$\hbar\omega_{III}$ (MeV)	E_C (MeV)	$\hbar\omega_C$ (MeV)
1/2	6,05	0,40	5,21	0,90	6,82	1,14
3/2	6,10	0,40	5,34	0,70	6,87	1,75
5/2	6,27	0,50	5,33	0,82	6,77	1,50
3/2	6,49	0,40	5,77	0,41	6,87	1,20
3/2	6,59	0,40	5,90	0,40	7,00	1,20
1/2	6,95	0,55	5,98	0,70	7,50	1,50

Ces paramètres ont été choisis de façon telle que le troisième puits puisse contenir deux résonances de vibration, ceci afin de reproduire non seulement les données situées à une énergie de neutrons supérieure à 1,2 MeV mais aussi les structures fines observées entre 0,7 et 1,2 MeV. L'on doit cependant remarquer que les calculs de pénétrabilité sont effectués avec une barrière à une dimension qui donne des états comparables à ceux d'un oscillateur harmonique:

$$E_{vib} \sim E_{III} + \hbar\omega_{III}(n + 1/2)$$

n étant le degré de vibration.

En réalité, le calcul devrait être effectué à l'aide d'une barrière à plusieurs dimensions, au minimum deux en fonction des 2 degrés de liberté principaux (déformation quadrupolaire (ε_2) et octupolaire (ε_3)). Dans le cas d'une barrière à deux dimensions, les niveaux sont dégénérés à partir de l'ordre 1 suivant la relation, [Co 77] :

$$E_{vib} \sim E_{III} + (n + 1)\hbar\omega$$

Dans le cas d'une barrière à trois dimensions, le degré de dégénérescence des niveaux est égal à :

$$\frac{(n + 1)(n + 2)}{2}$$

seul, le niveau fondamental situé à une énergie $E_{vib} = 3/2\hbar\omega$ est non dégénéré.

On voit qu'à partir de ces considérations, un nombre relativement restreint de niveaux intrinsèques peut être responsable des nombreuses résonances observées expérimentalement.

La figure VI.4 compare les valeurs expérimentales de la section efficace de fission ^{232}Th(n,f) avec celles obtenues en ajustant au mieux les six paramètres de chaque barrière et en limitant le nombre de voies de fission à deux pour K = 1/2, trois pour K = 3/2 et un pour K = 5/2. Pour chacune de ces voies de fission les deux parités ont été utilisées, la valeur du paramètre d'inertie $\hbar^2/2\mathcal{J}$ était prise égale à 2 keV et le décalage entre les états de parités positive et négative était fonction de la position du niveau de vibration dans le puits.

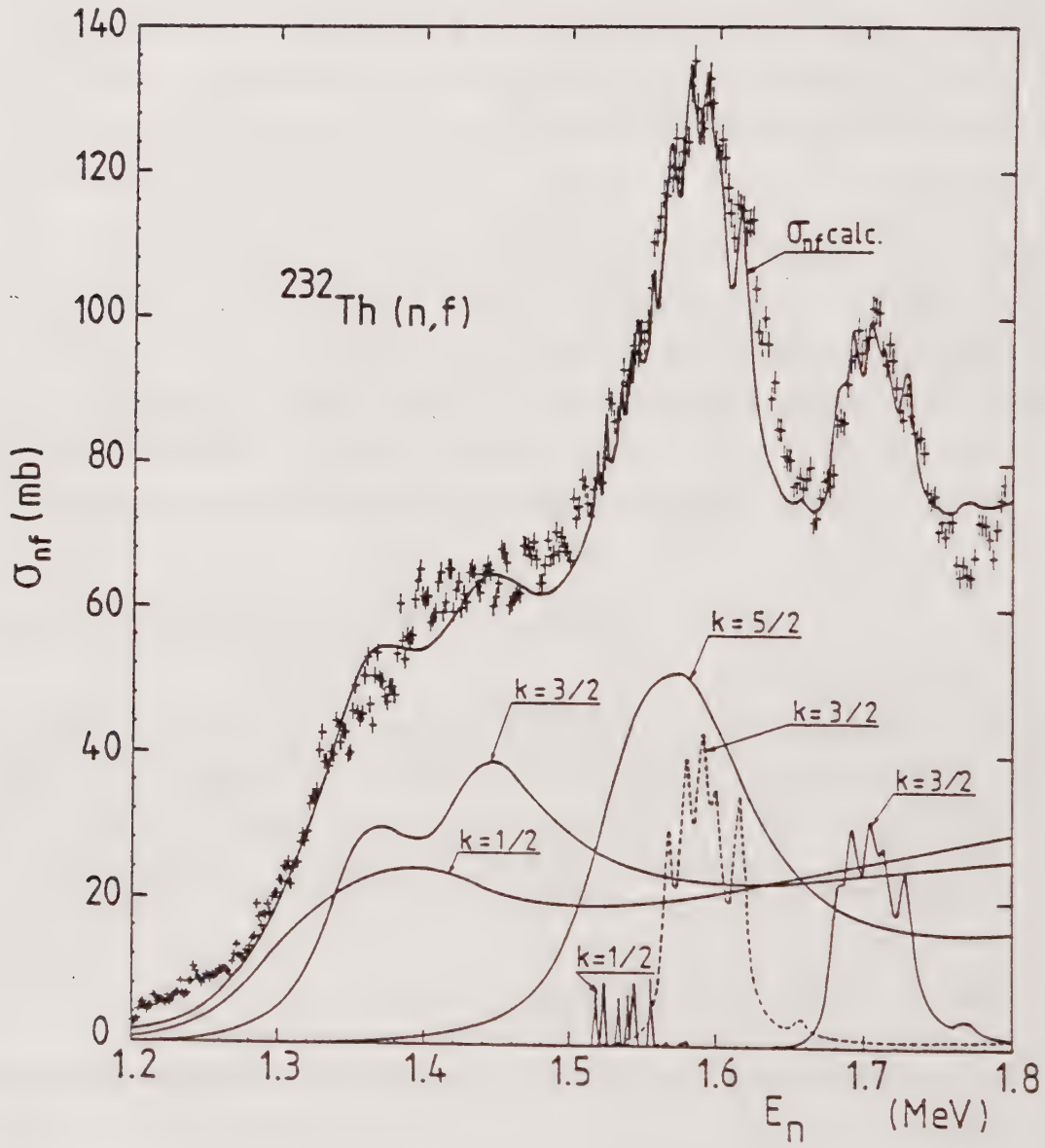


Fig. VI.4. Comparaison des valeurs expérimentales, ⊥, et calculées, σ_{nf}-calc., de la section efficace de la réaction ^{232}Th(n,f) dans la gamme d'énergie de neutrons E_n = 1,2 à 1,8 MeV.

La figure VI.5 compare les sections efficaces de fission calculées pour des angles $\theta < 90°$ (a), $\theta < 45°$ (b) et $\theta < 31°$ (c) à celles expérimentales obtenues dans le présent travail. L'accord est satisfaisant bien que nous n'ayons pas pris en compte un couplage possible entre bandes de rotation dont les valeurs de K diffèrent de une unité.

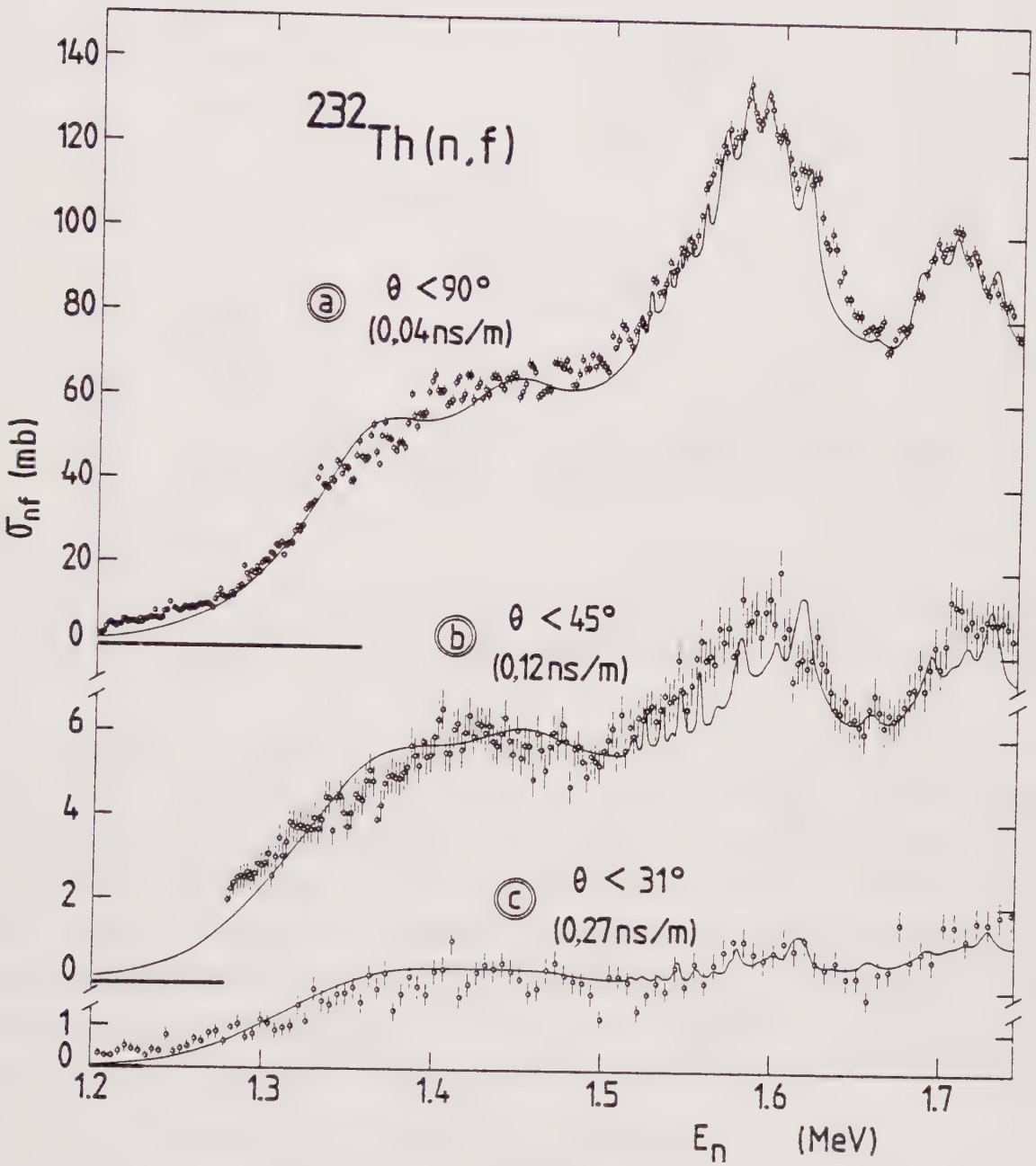


Fig. VI.5. Comparaison des sections efficaces de la réaction $^{232}Th(n,f)$ expérimentales, ◊, et calculées — pour $\theta < 90°$, $\theta < 45°$ et $\theta < 31°$.

Dans la figure VI.6, le rapport d'anisotropie W(0°)/W(90°), calculé entre 1,4 et 1,8 MeV est comparé aux résultats expérimentaux récents de Budtz-Jorgensen et al.,[BM 81].

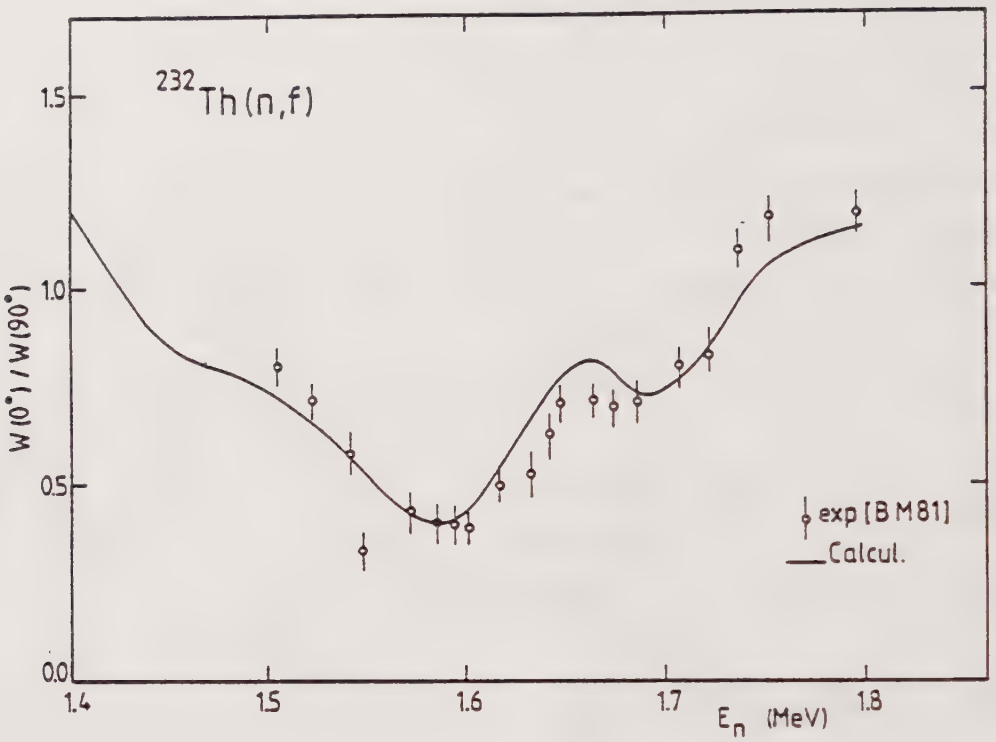


Fig. VI.6. Comparaison du rapport d'anisotropie W(0°)/W(90°) calculé,—, entre 1,4 et 1,8 MeV,[ce travail] et des valeurs expérimentales,ϕ, obtenues par Budtz-Jorgensen,[BM 81].

La figure VI.7 compare en détail les résultats de l'analyse aux données expérimentales pour la résonance située aux environs d'une énergie de neutrons de 1,6 MeV : en a) avec la section efficace de fission obtenue dans le présent travail et en b) avec les distributions angulaires des fragments de fission, obtenues par G. Barreau,[Ba 77]. Remarquons l'impossibilité de rendre compte de la structure fine avec une seule valeur de K (K = 3/2) sans introduire un dédoublement de parité avec un décalage $\Delta E_{-,+}$ = 22 keV. La valeur du paramètre d'inertie $\hbar^2/2\mathcal{I}$ déduite des énergies indiquées dans le tableau VI.4 est :

$$\hbar^2/2\mathcal{I} = 2,0 \pm 0,2 \text{ keV}$$

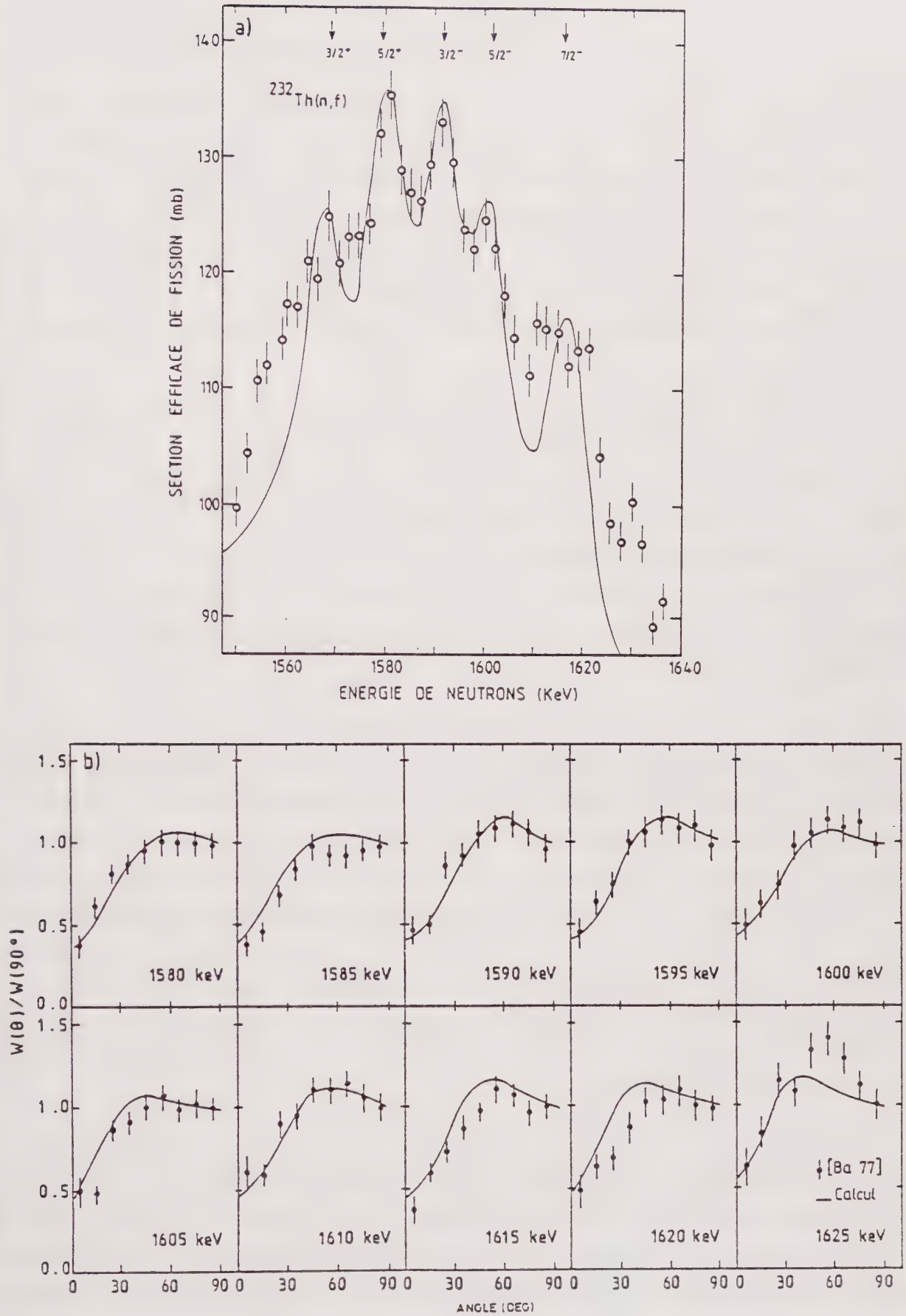


Fig. VI.7. Comparaison des résultats de l'analyse aux données expérimentales de la réaction $^{232}Th(n,f)$, en a) avec la section efficace de fission, [Bl 78], en b) avec les distributions angulaires des fragments de fission, [Ba 77].

Tableau VI.4

J^π	$3/2^+$	$5/2^+$	$3/2^-$	$5/2^-$	$7/2^-$
$E_{exp.}$ (keV)	1569 ± 1	1580 ± 1	1591 ± 1	1601 ± 2	1615 ± 2
$E_{exp.}$ (keV)	1681 ± 1	1692 ± 1	1703 ± 1	1714 ± 1	1726 ± 2

Un examen des distributions angulaires expérimentales,[Ba 77],indique que celles-ci varient peu de 1569 à 1604 keV : le calcul montre que cela est dû d'une part à l'influence de la résonance large, K = 5/2 et du fond composé d'un mélange de voies, K = 1/2 et K = 3/2 et d'autre part à l'existence des deux bandes de rotation de parités opposées décalées d'environ 22 keV. Cependant, à partir de 1615 keV, la mesure d'anisotropie,[Bl 77],présente une augmentation de la section efficace de fission caractérisant la présence des moments angulaires élevés (7/2 ou 9/2).

La figure VI.8.a présente une analyse similaire de la résonance située aux environs d'une énergie de neutrons de 1,7 MeV. La nécessité de prendre en compte deux bandes de rotation décalées de 22 keV est également apparente. La valeur du paramètre d'inertie $\hbar^2/2\mathcal{J}$ déduite des énergies indiquées dans le tableau VI.4 est égale à 2,0 ± 0,2 keV comme dans le cas précédent. Enfin, les distributions angulaires des fragments de fission calculées aux énergies de neutrons de 1,60 et 1,715 MeV sont comparées aux résultats récents de Homlberg,[Ho 81],dans la figure VI.8.b. Si l'accord est très satisfaisant pour la résonance à 1,60 MeV, celui-ci est moins bon à 1,715 MeV où les données expérimentales sont décalées d'environ 10° par rapport à la courbe calculée indiquant une contribution possible d'une valeur de K égale à 5/2.

En conclusion, une analyse satisfaisante à la fois de la grosse et de la fine structure a été obtenue pour ^{233}Th. Cette analyse est compatible avec l'existence du troisième minimum, tant par l'obligation d'inclure deux parités de signes opposé que par les valeurs des paramètres de barrières de fission (puits peu profond). Si la preuve expérimentale de l'existence de ce troisième puits n'est pas aussi specta culaire que dans le cas de ^{231}Th, il est permis d'espérer qu'une expérience ^{232}Th(d avec une probabilité d'excitation du noyau composé nettement plus favorable pour $\ell \geq$ confirmera l'analyse du présent travail [Fa 81].

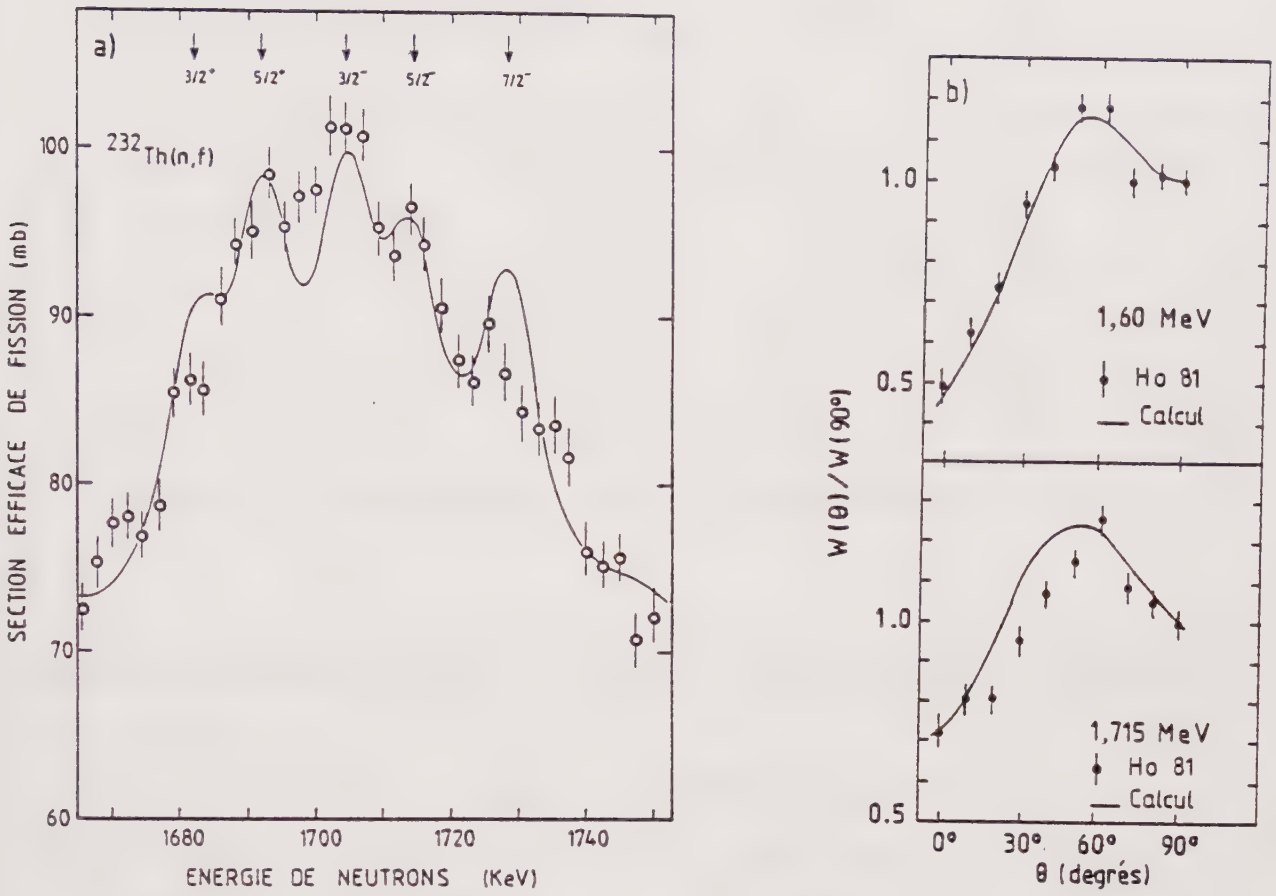


Fig. VI.8. Comparaison des résultats de l'analyse aux données expérimentales de la réaction $^{232}Th(n,f)$, en a) avec la section efficace de fission,[Bl 78], en b) avec les distributions angulaires des fragments de fission,[Ho 81].

VI.4. COMPARAISON AVEC D'AUTRES ANALYSES

Les premières analyses concernant les données expérimentales de la réaction $^{232}Th(n,f)$ ont été effectuées par Lamphère et al. [La 65] et Ermagambetov et al. [Er 70].

La figure VI.9 présente, en fonction de l'énergie de neutrons E_n les probabilités de fission $P_f^{K\pi}$ pour les différentes valeurs de K^π obtenues par Ermagambetov et al. [ES 70]. Dans les deux cas de figure a et b, la voie K = 1/2 est prépondérante jusqu'à une énergie de 1,4 MeV ; vers 1,6 MeV les voies K = 3/2 deviennent les plus importantes. Qualitativement, cette analyse n'est pas en désaccord avec les résultats du présent travail. Cependant la résolution en énergie (FWHM $\sim$ 50 keV) des résultats expérimentaux analysés par ces auteurs ne permettait qu'une analyse globale de la section efficace de fission.

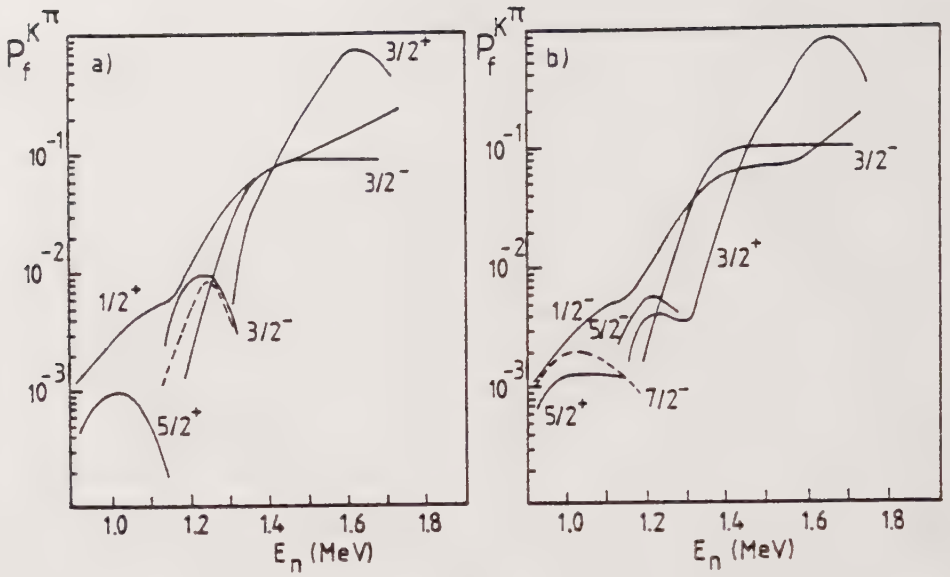


Fig. VI.9. Probabilités de fission $P_f^{K\pi}$ obtenues par Ermagambetov et al., [Er 70], entre 0,9 et 1,7 MeV d'énergies de neutrons.

Les résultats de l'analyse effectuée par Abou-Yehia et al. [Ab 80], appellent deux remarques : si l'allure générale de la section efficace de fission est correctement reproduite, les composantes de la structure fine n'apparaissent pas du to dans la section efficace calculée, (fig. VI.10) ceci implique un mauvais choix des mètres de barrières, les valeurs des courbures $\hbar\omega_B$ et $\hbar\omega_{III}$ sont trop importantes comparées à celles calculées par Möller et Nix [MN 74] et à celles utilisées dans le présent travail. De plus, le nombre élevé de voies de fission, (17), conduit soit à une section efficace de fission trop importante au-dessus de 2,5 MeV soit à l'introduction, à cette énergie, d'un nombre exagérément élevé de niveaux inélastiques, conduisant à une section efficace inélastique totale prohibitive.

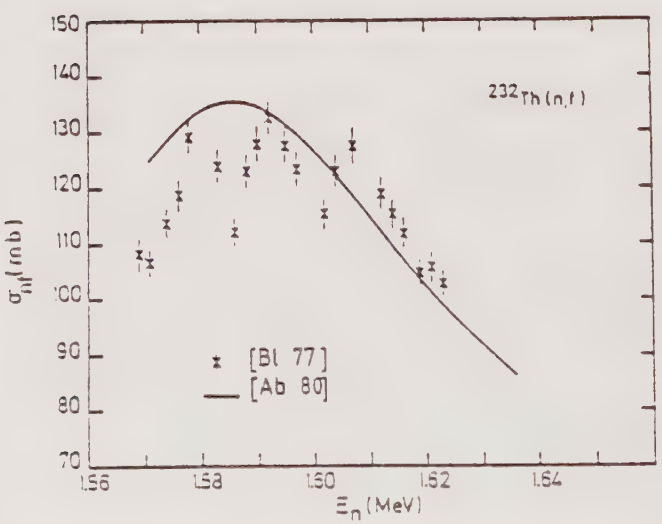


Fig. VI.10. Comparaison des valeurs expérimentales, ‡, [Bl 77] et calculées [Ab 80], au voisinage d'une énergie de neutrons, E_n = 1,6 MeV.

Les résultats de l'analyse effectuée par Caruana et al.,[Ca 77],appellent les mêmes remarques que celles de l'analyse précédente.

L'anisotropie des fragments de fission a également été mesurée et analysée par Auchampaugh et al. [Au 81]. Leurs attributions des différentes voies de fission en fonction de K dans les proportions 1,7 : 2,4 : 1,0 à E_n ~ 1,4 MeV, 0,0 : 2,6 : 1,0 à E_n ~ 1,6 MeV, 1,0 : 2,8 : 0,0 à E_n ~ 1,7 MeV, ne peuvent se comparer à celles du présent travail (tableau VI.1) que pour $E_n \sim$ 1,4 MeV, où l'accord est excellent. Aux autres énergies ($E_n \sim$ 1, 6 MeV et 1,7 MeV), les proportions relatives des différentes voies de fission ont été attribuées par Auchampaugh et al., après soustraction d'un fond continu constant, contrairement à notre attribution où la totalité de la section efficace de fission a été prise en compte.

Enfin, si dans l'analyse de Barreau et al.,[Ba 77], les paramètres de barrière rendent compte de l'effet de structure fine aux environs de 1,6 MeV, le fait de ne tenir compte que d'une seule parité montre qu'il est impossible de reproduire correctement les données expérimentales, (Fig. VI.11).

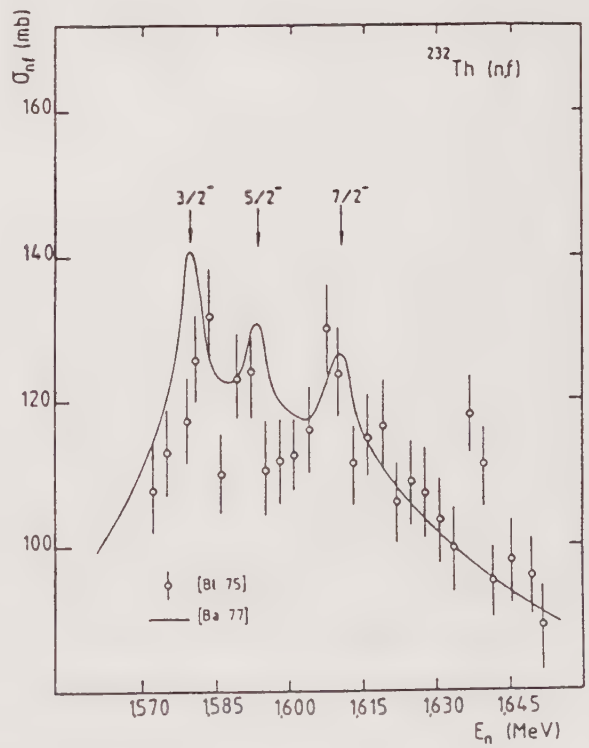


Fig. VI.11. Comparaison des valeurs expérimentales, ϕ, [Bl 75] et calculées [Ba 77], au voisinage d'une énergie de neutrons, E_n = 1,6 MeV.

Chapitre VII

DISCUSSION

VII.1. INTRODUCTION

Le chapitre VII traite de quelques caractéristiques essentielles concernant la fission telles : i) la déformation en masse asymétrique du noyau avec pour corollaire, la présence de deux bandes de rotation de parités opposées ; ii) les moments d'inertie qui, du premier au troisième minimum, varient d'environ un facteur trois ; iii) certains temps caractéristiques, comme la durée de vie des états métastables, les périodes de rotation et d'inversion du noyau, etc ... Enfin, nous montrerons que la plupart des actinides légers ($Z < 92$), et en particulier $^{227}_{88}Ra$, $^{228}_{88}Ra$, $^{227}_{89}Ac$, $^{230}_{90}Th$, $^{234}_{90}Th$, $^{231}_{91}Pa$ sont également "candidats" au troisième minimum à l'exemple de $^{231}_{90}Th$ et $^{233}_{90}Th$.

VII.2. L'ASYMETRIE EN FISSION NUCLEAIRE

Dès l'origine de l'étude du phénomène de fission, il apparut que la fragmentation du noyau était presque toujours asymétrique à basse énergie d'excitation. Il est aujourd'hui admis que ce phénomène est une conséquence des effets de couches. D'autre part, le caractère octupolaire de la plupart des actinides au niveau du second point-selle fut *théoriquement* mis en évidence à partir de 1970 par Möller et Nilsson,[MNi 70], Möller,[Mö 72], Möller et Nix,[MN 74], Mustafa et al.,[MM 73], Mösel et Schmitt,[MS 71], Larson et Leander,[LL 74], etc ... Tous ces calculs montrent qu'au niveau du second point-selle l'effet de déformations asymétriques convenables est de diminuer l'énergie potentielle de plusieurs MeV, avec dans certains cas (pour une valeur du nombre de neutrons N inférieure à 146), la formation d'un puits secondaire aux déformations octupolaires (ε_3) voisines de 0,20. En règle générale, on admet aujourd'hui, avoir atteint, du point de vue statique, une bonne connaissance des barrières de fission.

L'une des dernières difficultés "l'anomalie du thorium" est résolue *théoriquement* et *expérimentalement* dans le cadre du troisième minimum. Nous avons montré, dans ce travail, le caractère asymétrique des isotopes 231 et 233 du thorium, au niveau du second point-selle, par la présence de deux bandes de rotation de parités opposées. D'autre part, les surfaces d'énergie potentielle calculées, indiquent que le "chemin asymétrique" vers la fission est situé à une énergie inférieure, d'environ 2 MeV, à celle du "chemin symétrique". Expérimentalement on peut constater que le seuil de la fission asymétrique est toujours inférieur à celui de la fission symétrique, par exemple, une étude radiochimique des fragments de fission dans la réaction ^{232}Th(n,f), [Li 76], montre que la fission asymétrique est largement favorisée au voisinage du seuil de fission. La figure VII.1 présente la variation des rendements en masse des produits de fission en fonction de l'énergie des neutrons incidents, en traits pointillés pour les éléments d'une distribution asymétrique, en traits pleins pour ceux d'une distribution symétrique. Remarquons que ce n'est qu'à partir d'une énergie de neutrons de 2 MeV que commence la fission symétrique.

Citons d'autres exemples parmi les actinides légers, les résonances observées dans la section efficace de fission des réactions ^{226}Ra(^{3}He,d)^{227}Ac → f , [Ko 74] et ^{226}Ra(t,p)^{228}Ra → f, [We 76], sont toujours situées dans la composante asymétrique. De plus, le seuil de la fission symétrique est supérieur à celui de la fission asymétrique (respectivement de 1,2 et 2,0 MeV).

Enfin, une corrélation très marquée entre le rapport des valeurs moyennes des distributions en masses des fragments lourds et légers ($\bar{M}_H/\bar{M}_L$) et la valeur calculée de la déformation octupolaire au niveau de la seconde barrière a clairement été mise en évidence, [Mö 72, MN 74, PL 74, Sp 74]. La figure VII.2 compare en fonction de la masse du noyau fissionnant, les variations du rapport des masses moyennes des fragments lourds et légers et des paramètres de déformation d'asymétrie de masse (χ défini par Pauli et al., [PL 74], ε_3 défini par Möller et Nix [MN 74]). Ces valeurs sont en bon accord entre elles et décroissent rapidement du thorium au fermium pour atteindre la fission symétrique aux actinides très lourds. Ceux-ci, par exemple ^{264}Fm, conservent à chaque instant la symétrie de masse par la présence des fragments (ou pré-fragments) doublement magiques $^{132}_{50}$Sm$_{82}$. Il apparaît donc une *corrélation étroite* entre la surface d'énergie potentielle et les distributions en masse des fragments de fission.

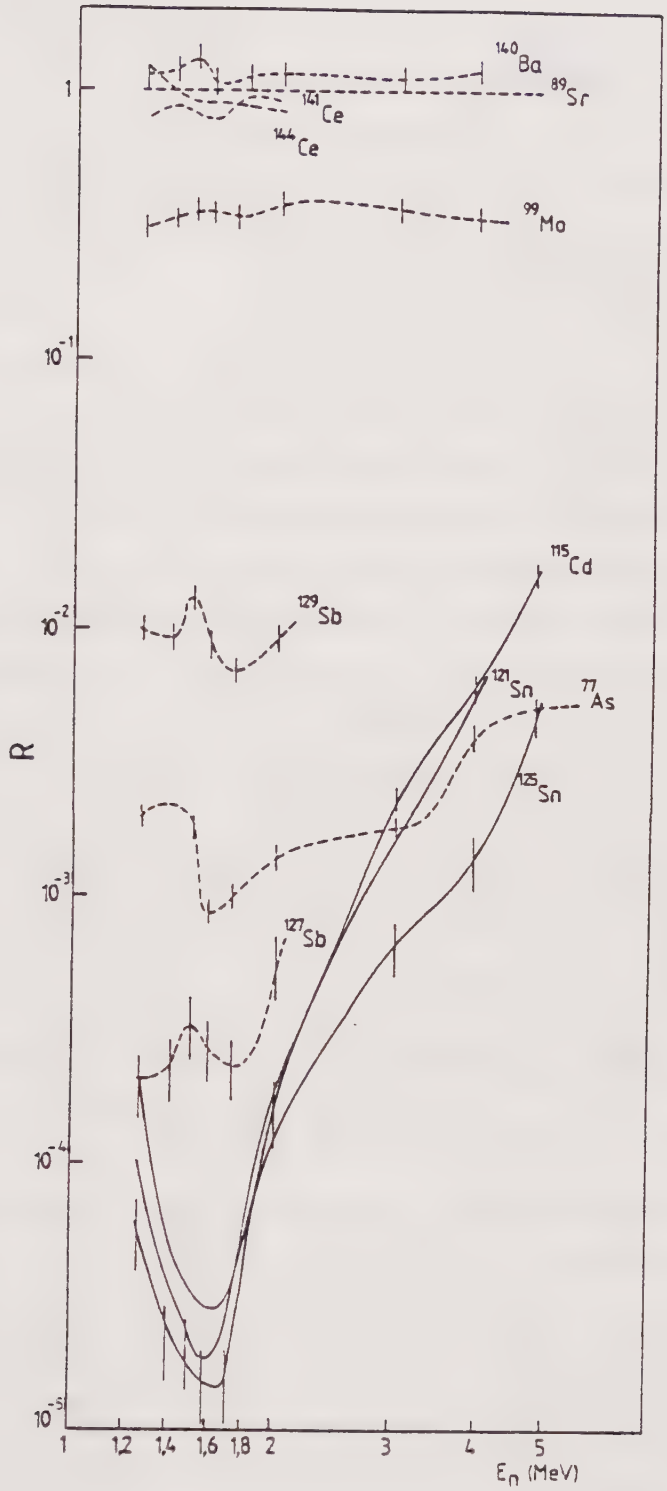


Fig. VII.1. Variation du rendement en masse R (normalisé par rapport à ^{89}Sr) des fragments de fission de la réaction ^{232}Th(n,f), en fonction de l'énergie des neutrons incidents, [Li 76]. Les courbes en traits pleins représentent la fission symétrique et celles en pointillés, la fission asymétrique.

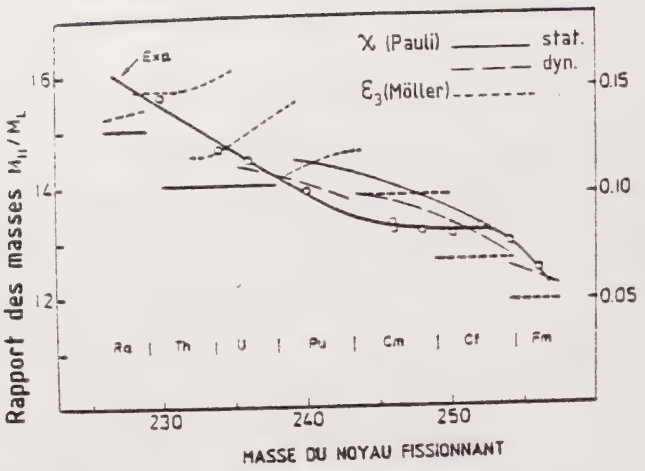


Fig. VII.2. Rapport des masses moyennes des fragments lourds et légers, M_H/M_L en fonction de la masse du noyau fissionnant, comparé respectivement aux valeurs théoriques du paramètre d'asymétrie χ calculé par Pauli et al pour une barrière statique, [PL 71, PL 74] et dynamique, [PL 74] et du paramètre de déformation octupolaire ε_3 calculé par Möller, [Mö 72].

Cependant, cela n'est pas suffisant pour bâtir une théorie complète du phénomène de fission qui implique de connaître les propriétés dynamiques du système. Entre le passage au dernier point-selle et le point de scission, il existe un stade du phénomène difficile à explorer car on n'en connaît que les phases initiales et finales. Les phases initiales sont caractérisées par les états dans les différents puits (avec peu de voies de fission) et les phases finales par un grand nombre de configurations possibles de scission, chaque couple de fragments étant caractérisé par les paramètres suivants : masses, charges, énergies de déformation, énergies d'excitation collectives et intrinsèques, énergies cinétiques et énergies de répulsion coulombienne. Ces différents paramètres sont soit statiques (géométrie du système), soit dynamiques (énergie cinétique collective de séparation des fragments, énergie d'excitation collective et intrinsèque de chaque fragment).

$$E_{\text{cinétique totale}} = E_{\text{cinétique de préscission}} + E_{\text{coulombienne}}$$

$$E_{\text{d'excitation}} = E_{\text{intrinsèque}} + E_{\text{déformation}}$$

Les quantités mesurables sont toujours une somme de deux termes, l'un statique, l'autre dynamique.

Différents modèles (adiabatiques, statistiques, unifiés) ont tenté de rendre compte de cette étape ultime de la fission ; cependant, il n'existe pas, à ce jour, de théorie quantitative qui rende compte de l'ensemble du phénomène.

VII.3. DEDOUBLEMENT DE PARITES

Les chapitres V et VI ont mis en évidence la nécessité de faire intervenir deux bandes de rotation de parités opposées pour expliquer les résultats expérimentaux ; ce phénomène, bien que prévu dès 1955 à la Conférence de Genève par A. Bohr, [Bo 56], n'avait pas encore été mis en évidence expérimentalement.

L'analogie est frappante avec la physique moléculaire dont l'exemple le plus caractéristique est la molécule d'ammoniac NH_3. L'atome d'azote, beaucoup plus lourd que l'atome d'hydrogène est supposé immobile, le plan formé par les trois atomes d'hydrogène peut occuper les deux positions stables droite et gauche indiquées sur la figure VII.3, ce qui donne lieu à un phénomène d'inversion des atomes d'hydrogène par rapport à celui d'azote. L'énergie potentielle du système est alors fonction de la distance séparant l'atome d'azote et le plan formé par les trois atomes d'hydrogène. Les fonctions d'onde du système peuvent s'écrire comme étant les combinaisons linéaires de celles , $\psi_D(x)$ et $\psi_G(x)$, représentant respectivement les fonctions d'onde de la molécule dans les puits D et G seuls :

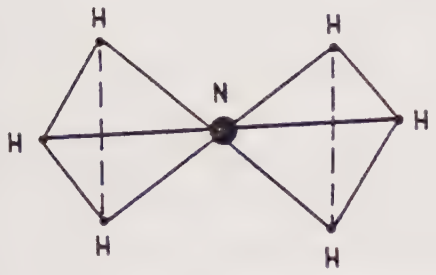


Fig. VII.3. Molécule NH_3 dans les configurations droite et gauche.

$$\psi_s(x) = 1/\sqrt{2}\cdot[\psi_D(x) + \psi_G(x)]$$

$$\psi_a(x) = 1/\sqrt{2}\cdot[\psi_D(x) - \psi_G(x)]$$

Cela se traduit par un dédoublement des niveaux (a et s) représenté en figure VII.4. La molécule d'ammoniac, en plus de mouvements de vibration et de rotation montre l'existence d'une fréquence d'inversion. Cette fréquence d'inversion dans le fondamental ν = 23,870 Mc/s est parfaitement déterminée et indépendante de la pression et de la température. Cet effet est utilisé dans l'"horloge à ammoniac" pour mesurer le temps avec une précision de l'ordre de 10^{-10}.

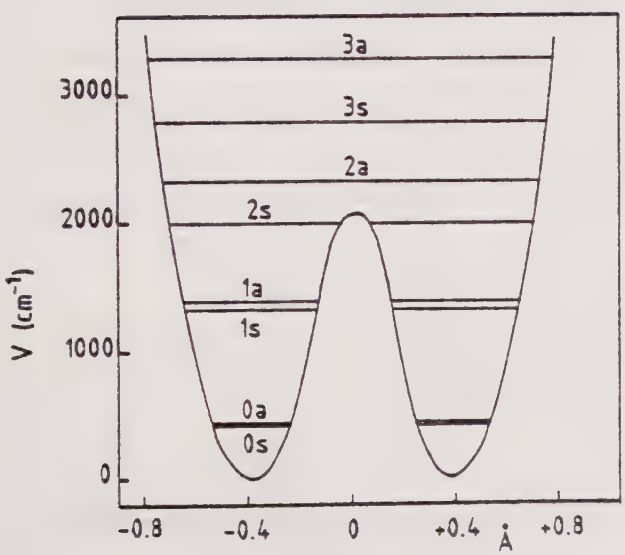


Fig. VII.4. Energie potentielle du système en fonction de la distance séparant l'atome d'azote et le plan formé par les trois atomes d'hydrogène. Les niveaux dédoublés sont dénotés a et s.[Ke 58].

Dans le cas des isotopes du thorium, l'écart en énergie, $\Delta E_{+,-}$, entre les états de rotation de parité positive et ceux de parité négative, dépend de la pénétrabilité de la barrière séparant les deux puits asymétriques. Cette énergie d'inversion $\Delta E_{+,-}$ peut se calculer par la méthode WKB. On suppose la barrière de potentiel à une dimension et le mouvement de vibration octupolaire découplé des autres mouvements collectifs.

Les valeurs des énergies d'inversion $\Delta_{E+,-}$, sont calculées suivant la méthode exposée en Annexe III. Ces calculs sont effectués en fonction des paramètres $(V_o - V_{III})$, $\hbar\omega_o$ de la barrière séparant les deux puits asymétriques, de courbure $\hbar\omega_{III}$.
Les résultats de ce travail (tableau VII.1) peuvent se comparer à ceux obtenus par un calcul utilisant une méthode exacte [Pa 80]. Pour des faibles valeurs de $\Delta E_{+,-}$, les deux méthodes donnent des résultats voisins, par exemple :

- pour : $V_o - V_{III} = 1$ MeV ; $\hbar\omega_o = 0{,}4$ MeV et $\hbar\omega_{III} = 1$ MeV

on obtient : $\Delta E_{+,-}$(WKB) = 6,27 keV et $\Delta E_{+,-}$(exact) = 6,28 keV

ou :

- pour : $V_o - V_{III} = 1$ MeV ; $\hbar\omega_o = 0{,}9$ MeV et $\hbar\omega_{III} = 1$ MeV

on obtient : $\Delta E_{+,-}$(WKB) = 55,6 keV et $\Delta E_{+,-}$(exact) = 56,2 keV

La figure I.18 montre que la hauteur $(V_o - V_{III})$ de la barrière qui sépare les puits asymétriques est de l'ordre de 2 MeV, [Ni 78] ; l'examen du tableau VII.1 montre que pour $V_o - V_{III} = 2$ MeV, la valeur de l'énergie d'inversion $\Delta E_{+,-}$ dans l'état fondamental est nettement inférieure à celle des résultats expérimentaux

En réalité, le problème devrait être traité dans le cadre d'une barrière multidimensionnelle, avec au minimum les deux paramètres de déformation quadrupolaire ε et octupolaire ε_3. Néanmoins, le traitement au moyen d'une barrière à une dimension, plus simple à traiter peut s'effectuer en choisissant un chemin particulier a, b, c, a' ou b' représenté en figure VII.5, [Pa 79]. La préférence pour une trajectoire déterminée peut être mise en évidence en calculant la valeur de l'intégrale d'action S :

$$S = \int_{(c)} \sqrt{|2u(E-U)|} \left[1 - \left(\frac{d\varepsilon}{d\varepsilon_3}\right)^2\right] d\varepsilon_3$$

Dans ces calculs, le paramètre d'inertie μ est supposé constant, $\mu = 0{,}054\ A^{5/3}\hbar^2$ M

Tableau VII.1

Energies d'inversion $\Delta E_{+,-}$ (keV) en fonction de $V_o - V_{III}$ (MeV), $\hbar\omega_o$ (MeV) et $\hbar\omega_{III}$(MeV).

$V_o - V_{III}$ (MeV)	$\hbar\omega_{III}$(MeV) \ $\hbar\omega_o$ (MeV)	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0
2,0	0,2					0,6
	0,4				0,1	0,2
	0,6				0,2	0,5
	0,8			0,1	0,5	1,7
	1,0			0,1	0,9	2,9
1,5	0,2				0,3	0,8
	0,4			0,1	0,8	2,1
	0,6			0,4	1,7	4,4
	0,8		0,1	0,8	3,4	8,0
	1,0		0,1	1,7	6,3	13,8
1,0	0,2			0,6	1,9	3,8
	0,4		0,2	1,9	5,5	10,3
	0,6		0,8	4,9	12,2	21,2
	0,8		2,3	11,0	24,2	38,8
	1,0	0,1	6,3	23,3	45,1	67,0
0,75	0,2		0,4	2,1	5,0	8,3
	0,4		1,7	7,2	14,7	22,6
	0,6	0,2	5,6	18,2	32,8	46,6
	0,8	1,0	16,4	41,4	65,6	86,3
	1,0	6,3	46,7	100,0	127,7	153,9

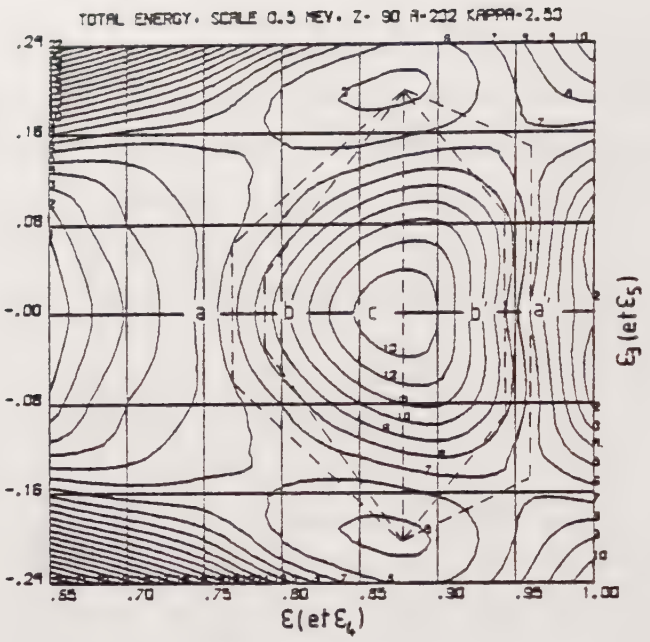


Fig. VII.5. Différents chemins utilisés pour le calcul de l'énergie d'inversion,[Pa 79]. La surface d'énergie potentielle est calculée pour ^{232}Th,[Mö 72].

Le tableau VII.2 présente les valeurs de S calculées pour chacune des trajectoires a, b, c, a' et b'. On voit qu'il est possible d'obtenir un bon accord avec les données expérimentales $\Delta E_{+,-}$ = 11 keV pour ^{231}Th et 22 keV pour ^{233}Th, à condition de ne pas choisir un chemin c qui passe très près du sommet de la barrière et qui d'ailleurs est peu probable (S = 422). En fait on peut envisager deux trajectoires de part et d'autre du sommet, avec des fluctuations autour d'une valeur moyenne.

Tableau VII.2

Trajet	$\Delta E_{+,-}$ (keV)	S (u.a.)
a	23	114
b	0,4	155
c	0,01	422
a'	74	104
b'	5	201

VII.4. DES ETATS DEFORMES DANS LE FONDAMENTAL AUX ETATS METASTABLES TRES DEFORMES ASYMETRIQUES

On sait, qu'en dehors des couches magiques, les noyaux sont déformés dans leur état fondamental. Les déformations plus importantes des actinides dans le second puits peuvent être mises en évidence, d'une façon qualitative, par l'étude des spectres de rotation dont on peut déduire le moment d'inertie $\mathcal{J}$ ou d'une façon quantitative par les mesures du moment quadrupolaire électrique Q.

a. Moments d'inertie .

Les calculs macroscopiques du moment d'inertie sont basés soit sur le modèle du corps rigide où l'on suppose que le noyau déformé suit d'une façon globale le mouvement de rotation à la façon d'un corps rigide, soit sur le modèle du fluide irrotationnel dans lequel on suppose que la matière nucléaire se comporte comme un fluide irrotationnel de densité constante et uniforme. En règle générale, pour les noyaux déformés dans leur état fondamental, le modèle du corps rigide surestime les valeurs expérimentales du moment d'inertie $\mathcal{J}^{exp.}$ alors que le modèle du fluide irrotationnel les sous-estime :

$$\mathcal{J}^{irr.} < \mathcal{J}^{exp.} < \mathcal{J}^{rig.}$$

Les calculs microscopiques, essentiellement le modèle du "Cranking" développé par Inglis,[In 54, 56], sont plus en accord avec les valeurs expérimentales $\mathcal{J}^{exp.}$. De tels calculs ont été effectués par différents auteurs,[So 73, Br 74] pour les actinides dans leur état fondamental ou isomérique.

Les calculs de Sobiczewski,[So 73] utilisent le potentiel de l'oscillateur harmonique déformé défini par Nilsson,[Ni 69] en tenant compte des interactions d'appariement. L'hamiltonien du noyau à particules indépendantes s'écrit suivant la représentation de Nilsson,[Ni 69] :

$$H_{s.p.} = \frac{p^2}{2M} + \frac{1}{2}\hbar\omega_o\rho^2[1 - \frac{2}{3}\varepsilon_2 P_2\cos\theta + 2\varepsilon_4 P_4(\cos\theta)]$$

où $p^2/2M$ représente l'énergie cinétique, ρ et θ définissent la surface du noyau, ω_o est la fréquence de l'oscillateur harmonique et ε_2 et ε_4 sont les paramètres de déformations quadrupolaire et hexadécapolaire.

Les forces d'appariement G_p et G_n sont définies comme suit :

$$G^o_{p,n} = \frac{1}{A}\,(19{,}2 \pm 7{,}4\,\frac{N-Z}{A}) \qquad \text{(MeV)}$$

Elles peuvent être supposées indépendantes de la déformation :

$$G_{p,n} = G^o_{p,n} = \text{cste}$$

ou proportionnelles à la surface du noyau :

$$G_{p,n} = G^o_{p,n}\; S(\varepsilon_2\,;\,\varepsilon_4)/S(0{,}25\,;\,0)$$

Après diagonalisation de $H_{s.p.}$ et en traitant l'interaction d'appariement par la méthode B.C.S., il vient pour le moment d'inertie $\mathcal{J}^{micr.}$:

$$\mathcal{J}^{micr.} = 2 \sum_{\nu,\nu'} \frac{\langle\nu|j_x|\nu'\rangle^2}{E_\nu + E_{\nu'}}\,(u_\nu v_{\nu'} - u_{\nu'} v_\nu)^2$$

où j_x représente l'opérateur de moment angulaire de la particule indépendante correspondant à la rotation autour de l'axe intrinsèque x du noyau, u_ν et v_ν les paramètres de la fonction d'onde B.C.S. correspondant à l'état $|\nu\rangle$ et E_ν l'énergie de quasi-particule pour cet état.

Ces calculs ont été effectués dans la région des actinides allant de ^{226}Ra à ^{250}Cm et donnent en général un bon accord avec l'expérience. La figure VII.6 montre la variation du moment d'inertie en fonction du paramètre de déformation ε pour le noyau ^{240}Pu à la fois dans son état fondamental et isomérique ; l'accord est excellent avec les valeurs expérimentales du premier et second minimum dans l'option G = cste. Une comparaison est présentée en figure VII.7 entre les valeurs obtenues par les modèles du corps rigide et du fluide irrotationnel.

Un calcul similaire a également été entrepris par Sobiczewski,[So 80] pour le ^{232}Th en utilisant les paramètres de déformation publiés par Möller,[Mö 72] avec la paramétrisation habituelle de Nilsson,[Ni 69] :

$$\varepsilon^{III} = 0{,}85 \;\; ; \;\; \varepsilon^{III}_4 = 0{,}12 \;\; ; \;\; \varepsilon^{III}_3 = 0{,}18 \;\; ; \;\; \varepsilon^{III}_5 = -0{,}08$$

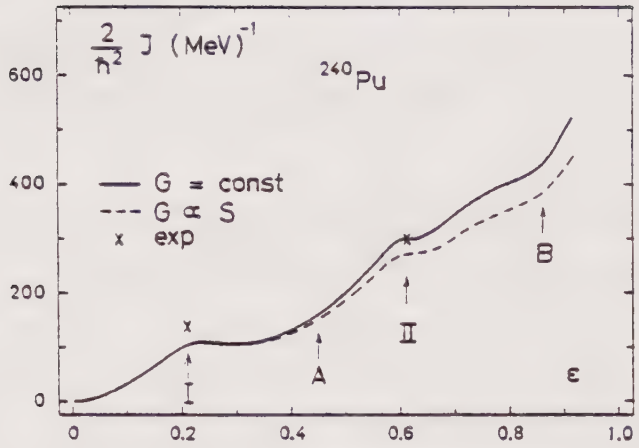


Fig. VII.6. Variation du moment d'inertie calculé de ^{240}Pu en fonction du paramètre de déformation ε. Le calcul est effectué pour des forces d'appariement constantes ou proportionnelles à la surface du noyau. Les flèches indiquent les positions des premier et second puits, A et B celles du premier et second point-selle, respectivement, [So 73].

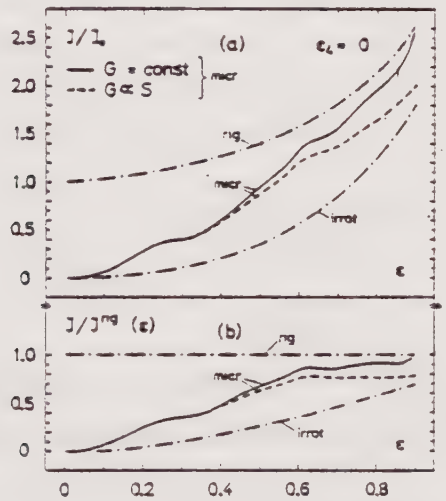


Fig. VII.7. Comparaison des valeurs relatives du moment d'inertie, obtenues respectivement par des modèles macroscopiques (rigide ou irrotationnel) et microscopique pour ^{240}Pu. En (a), par rapport à une sphère, $\mathcal{J}_0 = \mathcal{J}^{rig.}(0)$. En (b), par rapport à un ellipsoïde rigide, $\mathcal{J}^{rig.}(\varepsilon)$, [So 73].

La première étape de ce calcul a été effectuée en suivant la même approche que précédemment [So 73], en supposant $\varepsilon_3 = \varepsilon_5 = 0$; deux variantes sont également utilisées suivant que la force de pairing G est supposée indépendante de la déformation (G = cste) ou augmente avec la déformation proportionnellement à la surface ($G \propto S$).

Les valeurs de $\mathcal{J}^{micr.}(\varepsilon^{III}, \varepsilon_4^{III}, \varepsilon_{35} = 0)$ ont été calculées en faisant la moyenne de celles obtenues pour ^{232}Th et ^{234}Th, soit :

$$\frac{2}{\hbar^2}\mathcal{J}^{micr.}(\varepsilon^{III}, \varepsilon_4^{III}, \varepsilon_{35} = 0) = \begin{cases} 480\ \text{MeV}^{-1} & \text{pour G = cste} \\ 426\ \text{MeV}^{-1} & \text{pour } G \propto S \end{cases}$$

La variation du moment d'inertie en fonction de la déformation asymétrique ε_{35} (ε_{35} est une combinaison de ε_3 et ε_5) a ensuite été analysée dans l'approximation d'un corps rigide. Les figures VII.8a, b et c montrent que bien que le moment d'inertie dépende fortement des coefficients ε_3 et ε_5 pris individuellement, *ce dernier* ne varie que faiblement en fonction d'une combinaison $f(\varepsilon_3,\varepsilon_5)$ où $\varepsilon_5 = -0{,}5\ \varepsilon_3$, en particulier $\mathcal{J}^{rig.}$ augmente de moins de 1% par rapport à $\varepsilon_3 = \varepsilon_5 = 0$ pour $\varepsilon_3 = 0{,}18$ et $\varepsilon_5 = -0{,}081$ valeurs calculées par Möller,[Mö 72] pour le troisième minimum. Ceci montre que le terme d'asymétrie de masse $f(\varepsilon_3, \varepsilon_5)$ n'augmente que faiblement le moment d'inertie et cette augmentation pourra donc se calculer sur la valeur de $\mathcal{J}^{rig.}$, soit :

$$\frac{2}{\hbar^2}\mathcal{J}^{micr.}(\varepsilon^{III}, \varepsilon_4^{III}, \varepsilon_3^{III}, \varepsilon_5^{III}) = \begin{cases} 485\ \text{MeV}^{-1} & \text{pour G = cste} \\ 431\ \text{MeV}^{-1} & \text{pour } G \propto S \end{cases}$$

Signalons que la valeur de $\mathcal{J}^{rig.}$ pour un ellipsoïde correspondant à cette déformation, c'est-à-dire avec un rapport des axes égal à trois, est d'environ 568 MeV^{-1}. La valeur $2/\hbar^2.\mathcal{J}^{micr.}(\varepsilon_{35} \neq 0) = 485$ MeV^{-1} pour G = cste est très voisine de la valeur expérimentale $2/\hbar^2.\mathcal{J}^{exp.}$ de ^{231}Th dans l'état isomérique du troisième minimum :

$$\frac{2}{\hbar^2}\mathcal{J}^{exp.}(\text{isomère}) = 500 \pm 25\ \text{MeV}^{-1}$$

Ce bon accord peut signifier que l'effet du nucléon célibataire qui dans la région $150 < A < 190$ tend à augmenter le moment d'inertie dans l'état fondamental d'environ 20% par rapport aux noyaux pair-pair, diminue aux grandes déformations.

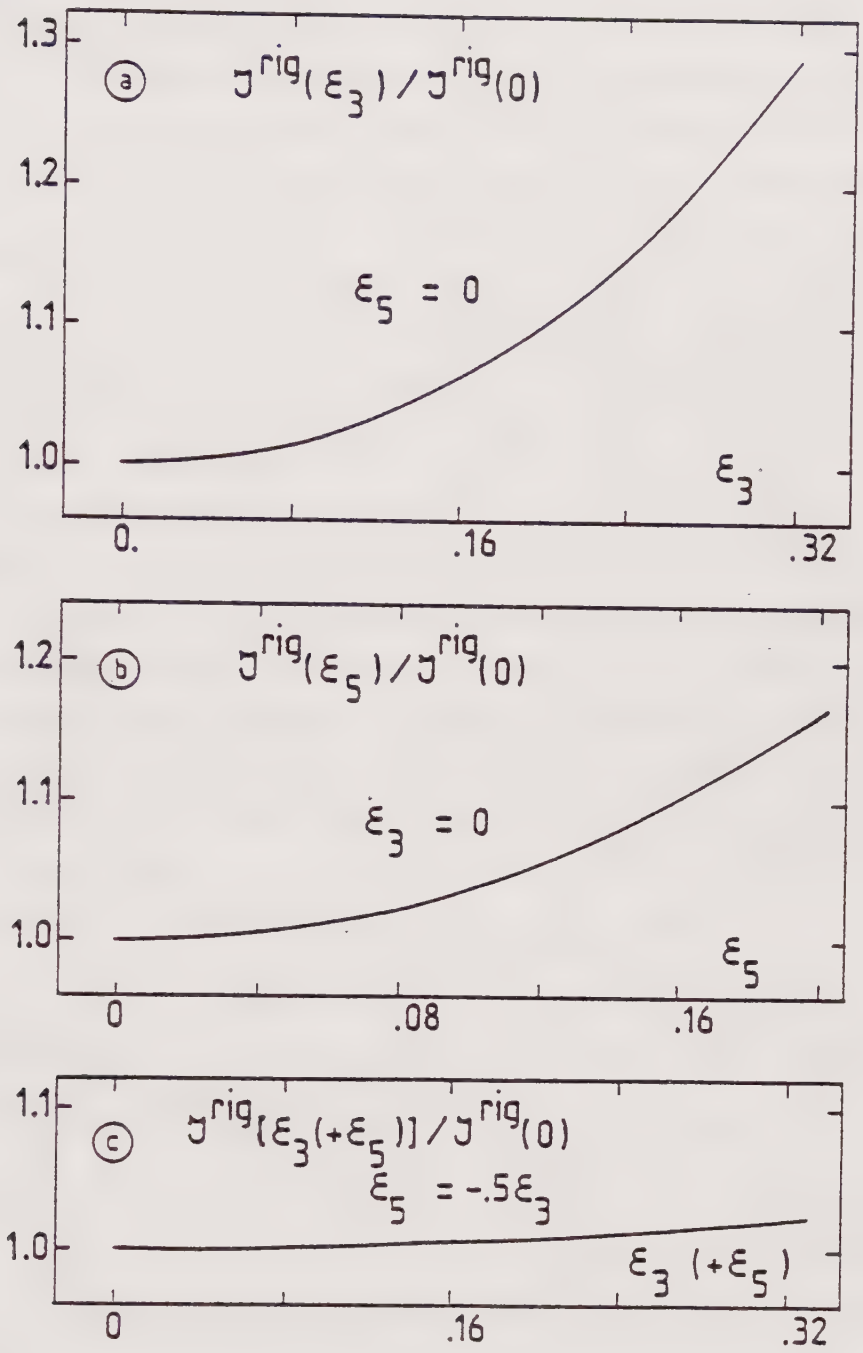


Fig. VII.8. Variation du moment d'inertie calculé par Sobiczewski, [So 80].

a) - en fonction de ε_3 pour $\varepsilon_5 = 0$
b) - en fonction de ε_5 pour $\varepsilon_3 = 0$
c) - en fonction de $\varepsilon_3 + \varepsilon_5$ (ε_5 étant pris égal à $-0,5\ \varepsilon_3$).

b. Moments quadrupolaires électriques des isomères de fission.

La déformation d'un noyau dans un état isomérique peut se déduire de la valeur du moment quadrupolaire électrique. Cette valeur est obtenue soit par des méthodes indirectes en mesurant les distributions angulaires des fragments et le temps de vie des transitions E2,[MS 77] de l'isomère de fission de ^{236}Pu soit par une méthode directe dans la remarquable expérience de Bemis et al.,[Be 79] en mesurant le décalage optique de l'état de fission isomérique de ^{240}Am par une technique de pompage optique par laser. Les calculs effectués par Brack et al., [BR74] et Pomorski et al., [PS78] donnent approximativement les mêmes valeurs du moment quadrupolaire électrique du noyau à la déformation correspondant au second minimum, où le noyau garde sa symétrie axiale et de réflexion,[LL 74]. Les valeurs calculées par Brack et al.,[Br 74] sont comparées aux données expérimentales dans le tableau VII.3. Le bon accord observé prouve la validité de l'interprétation des isomères de fission où le noyau correspond à un sphéroïde prolate. Les données expérimentales ne sont pas sensibles au signe du moment quadrupolaire (les isomères pourraient aussi bien être de la forme oblate avec un moment quadrupolaire identique mais de signe opposé). Cependant une telle situation ne serait pas réaliste : un noyau oblate avec comme rapports d'axes 3 : 3 : 1 et le même moment quadrupolaire demanderait une énergie de déformation de type goutte liquide supérieure à 50 MeV,[BLy 80].

Tableau VII.3

Noyau	Moment quadrupolaire électrique	
	$Q_{exp.}$ (b)	$Q_{th.}$ (b)
^{236}U (état isomérique)	32 ± 5	+ 33,1
^{238}U " "	29 ± 3	+ 36,7
^{236}Pu " "	$37 \pm {}^{14}_{8}$	+ 36,7
^{239}Pu " "	36 ± 4	
^{240}Am " "	33 ± 2	
^{240}Pu (état fondamental)	11,3 ± 0,5	+ 11,9

Il serait tout à fait intéressant de mesurer le moment quadrupolaire électrique des isotopes du thorium dans les états métastables du troisième minimum, malheureusement la durée très brève de ces états ($\tau \sim 10^{-19}$ s) rend problématique une telle entreprise.

VII.5. TEMPS CARACTERISTIQUES

a. Périodes isomériques.

La connaissance des périodes d'isomères de rayons gamma et de fission est très utile pour déterminer les paramètres des barrières de potentiel. Leur mise en évidence dans le cas des isotopes du thorium pourrait, en particulier, donner des indications sur la hauteur de la première barrière (A) jusqu'à présent inaccessible à l'expérience. Nous avons vu au chapitre I que la désexcitation des états isomériques du second minimum pouvait s'effectuer par fission à travers la seconde barrière ou par décroissance de rayons gamma après traversée de la première barrière. Le tableau I.2 montre que les périodes de fission isomérique varient de quelques ps à 14 ms pour les noyaux allant des isotopes de l'uranium à ceux du berkélium. On ne connaît qu'un seul isomère gamma, celui de ^{238}U avec T^{γ}_{II} = 195 ns, [Ru 74]. A ce jour, les périodes d'isomères éventuels gamma ou de fission du second minimum pour les noyaux de valeurs de Z inférieures à 92 ou supérieures à 97 n'ont pu être identifiées. Ceci s'explique par les paramètres des barrières de fission. En particulier pour ^{233}Th, en utilisant les relations définies par Nix et Walker [NW 69] pour calculer les périodes de fission et de désexcitation gamma de l'état isomérique :

$$T^{\gamma}_{II}(s) \simeq 10^{-14} \quad e^{2\pi\left(\frac{E_A - E^i_{II}}{\hbar\omega_A}\right)}$$

$$T^{f}_{II}(s) \simeq 10^{-20,3} \quad e^{2\pi\left(\frac{E_B - E^i_{II}}{\hbar\omega_B}\right)}$$

il vient avec des valeurs de E_A et E_{II} compatibles avec les valeurs théoriques et celle de E_B déterminée par l'expérience :

$$T^{\gamma}_{II} \sim 1,9.10^{-2} \text{ s}$$

$$T^{f}_{II} \sim 0,3 \text{ an}$$

Remarquons que 10 % des variation sur $(E_{A,B} - E^{i}_{II})/\hbar\omega_{A,B}$ se traduit par deux ordres de grandeur sur les durées de vie. Les valeurs indiquées ne sont donc que très approximatives mais montrent néanmoins que les états isomériques du second minimum se désexcitent en priorité par la voie gamma. Ceci explique pourquoi ils n'ont pas été vus en fission.

b. Durée de vie des états métastables du troisième puits.

Dans le troisième minimum peu profond, le noyau ne peut rester longtemps "piégé" ; la durée de vie des états métastables pourra être estimée à partir de la relation d'incertitude, $\Delta E.\Delta t = \hbar$, soit pour une largeur de 6 keV :

$$\Delta t = 1,1.10^{-19} s.$$

Il est intéressant de comparer cette valeur à celle de la période $T_{rot.}$ du mouvement collectif de rotation du noyau déformé obtenue à partir de la relation suivante :

$$E_{rot.} = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} [J(J+1) - K(K+1)] = \frac{1}{2} \mathcal{J} \omega^2_{rot.}$$

avec $\hbar^2/2\mathcal{J} = 2$ keV,

J	3/2	5/2	7/2	9/2	11/2
$T_{rot.}$ $(10^{-19}$ s)	6,0	3,7	2,7	2,1	1,7

en remarquant que, pour l'énergie correspondant à la tête de bande (J = 1/2), le noyau n'a pas de mouvement de rotation collectif.

La durée de vie, $\Delta t = 1,1.10^{-19}$ s, d'un état métastable, d'une largeur de 6 keV, est toujours inférieure à la période de rotation du noyau. Néanmoins, on peut considérer qu'il n'est pas nécessaire que le noyau effectue un tour complet pour définir le mouvement de rotation. Il suffit de satisfaire à la relation d'incertitude :

$$\Delta J.\Delta\theta = \hbar$$

On voit que pour déterminer le moment angulaire à une unité $\hbar$ près, il suffit que le noyau tourne d'au moins un radian. Ceci est toujours vérifié même pour $J = 3/2$.

c. Période de retournement.

La fréquence d'inversion ω est donnée par l'énergie de séparation $\Delta E_{+,-} = \hbar\omega$ entre les états de parités différentes d'un doublet, [BM 75]. La période de retournement τ peut donc se calculer à partir des valeurs expérimentales $\Delta E_{+,-} = 11$ keV dans le cas de ^{231}Th et $\Delta E_{+,-} = 22$ keV dans le cas de ^{233}Th :

$$\tau(^{231}\text{Th}) = \frac{2\pi\hbar}{\Delta E_{+,-}} = 3,8.10^{-19}\ \text{s}$$

$$\tau(^{233}\text{Th}) = \frac{2\pi\hbar}{\Delta E_{+,-}} = 1,9.10^{-19}\ \text{s}$$

Ces valeurs sont, elles aussi, plus grandes que la durée de vie de l'état métastable. Cela signifie que, contrairement à ce qui se passe pour la molécule d'ammoniac, le noyau ne franchit pas effectivement la barrière séparant les deux puits asymétriques. En fait, il se trouve dans ces deux puits asymétriques à la fois, avec une probabilité de présence définie par les fonctions d'onde.

VII.6. LES CANDIDATS AU TROISIEME MINIMUM

Les données expérimentales montrent que les noyaux d'une valeur de Z inférieure ou égale à 92 présentent tous une forte variation de l'anisotropie des fragments en fonction de l'énergie d'excitation, au voisinage du seuil de fission. Par contre, au-delà de l'uranium, cette anisotropie tend à devenir constante.

Ceci s'explique simplement par les hauteurs relatives des barrières A et B. Pour les actinides légers ($Z < 92$), la barrière B est la plus haute,(Fig. VII.9.a) et le nombre d'états de transition au voisinage du seuil de fission est faible, au contraire pour les actinides plus lourds ($Z > 92$), (Fig. VII.9.b) c'est la barrière A qui est la plus haute, au voisinage du seuil de fission, c'est-à-dire pour une énergie d'excitation correspondant à E_A, le nombre d'états de transition au niveau de la barrière B est élevé.

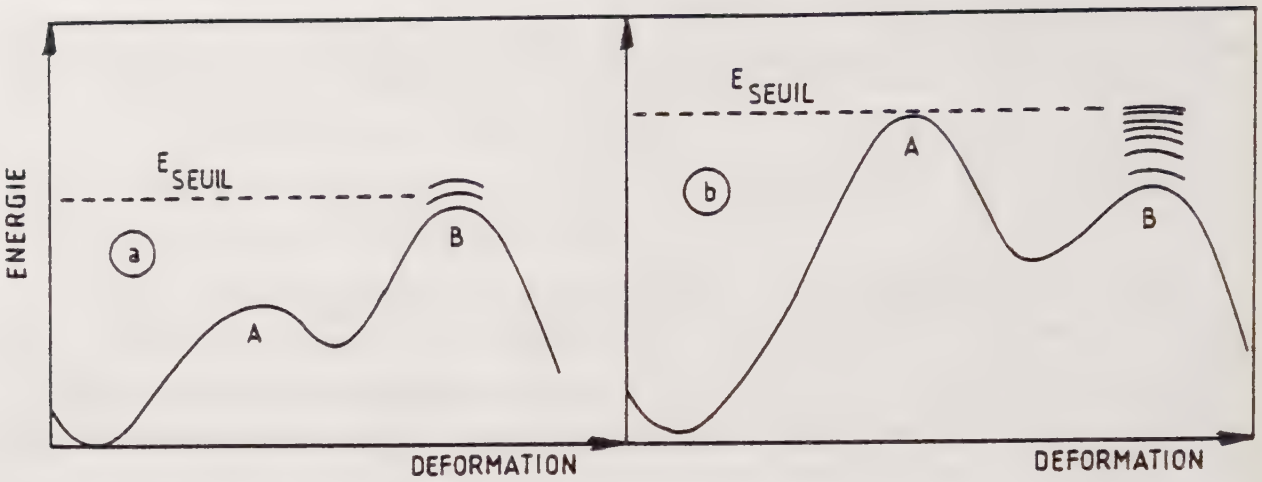


Fig. VII.9. Vue schématique de la barrière d'énergie potentielle
a) pour un actinide léger (Z < 92)
b) pour un actinide lourd (Z > 92).

On peut donc espérer mettre en évidence des candidats au troisième minimum dans la région où la barrière B est la plus haute, c'est-à-dire pour les actinides légers.

$^{227}_{88}Ra$ -

Le radium 227 a été étudié au moyen de la réaction ^{226}Ra(n,f), [Bab 68, 69, 70] et présente de nombreuses similitudes avec les isotopes 231 et 233 du thorium.

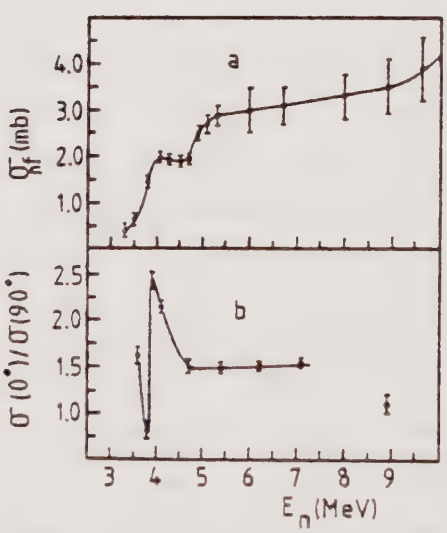


Fig. VII.10. Section efficace (a) et anisotropie des fragments (b) de la réaction $^{226}_{88}Ra(n,f)$ en fonction de l'énergie des neutrons E_n, [Bab 69].

Les données expérimentales de Babenko et al., [Bab 69], présentent de fortes variations de l'anisotropie des fragments au voisinage du seuil de fission et bien que la résolution en énergie soit de l'ordre de 100 à 200 keV, il existe une indication très marquée d'un plateau entre 4,0 et 4,8 MeV d'énergie de neutrons soit pour une énergie d'excitation comprise entre 8,5 et 9,2 MeV, (Fig. VII.10). Les estimations théoriques des première et seconde barrières sont E_A = 2,4 MeV et E_B = 8,2 MeV, [Br 72].

Pour expliquer les données expérimentales, deux hypothèses ont été avancées, soit l'ouverture de deux voies de fission à des seuils E_f différents avec E_f^+ = 8,3 MeV et E_f^- = 9,4 MeV, [Ba 69], soit une compétition entre les voies de fission et de neu-

trons [GL 74]. A la lumière des résultats du présent travail, nous proposons une troisième explication qui serait la présence d'états de classe III.

Il serait donc très intéressant de mesurer, à haute résolution, la fonction d'excitation de ^{227}Ra, afin d'y détecter un éventuel effet de structures fines.

$^{228}_{88}$Ra -

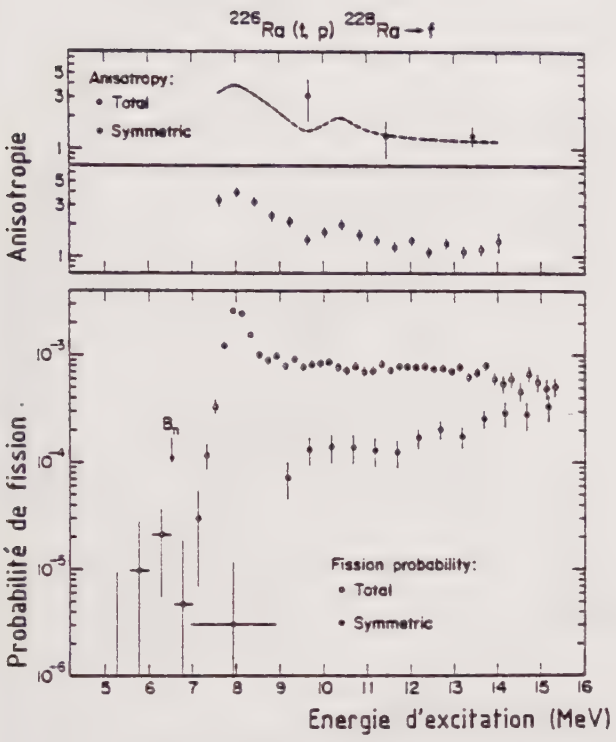


Fig. VII.11. Probabilité de fission et rapport d'anisotropie des fragments en fonction de l'énergie d'excitation de ^{228}Ra, ϕ fission totale, ϕ fission symétrique, [We 76].

La probabilité de fission et la distribution en masses des fragments de fission de $^{228}_{88}$Ra ont été mesurées en fonction de l'énergie d'excitation au moyen de la réaction ^{226}Ra(t,pf),[We 76]. La figure VII.11 montre que la résonance observée aux environs d'une énergie d'excitation de 8 MeV appartient à la composante asymétrique de la probabilité de fission. D'autre part, le seuil de fission symétrique se situe 1 MeV environ au-dessus de celui de la fission asymétrique.

Les calculs effectués par Brack et al.,[Br 72] et Möller,[Mö 72] montrent une première barrière inférieure d'au moins 4 MeV à l'énergie de la résonance observée. L'analyse de Weber et al., [We 76],propose des paramètres de barrières qui ne peuvent être compatibles qu'avec l'hypothèse du troisième minimum.

$^{226,227,228}_{89}$Ac -

Les isotopes 226, 227 et 228 de l'actinium ont été étudiés,[Ko 74].à partir de ^{226}Ra par les réactions $^{226}_{88}$Ra(^{3}He,t)$^{226}_{89}$Ac, $^{226}_{88}$Ra(^{3}He,d)$^{227}_{89}$Ac et $^{226}_{88}$Ra(^{3}He,p)$^{228}_{89}$Ac. Les probabilités de fission symétrique et asymétrique sont présentées en figure VII.12. Seul l'isotope impair-pair $^{227}_{89}$Ac présente une apparence de structure résonnante dans la composante asymétrique aux environs d'une énergie d'excitation de 7,8 MeV. Les autres isotopes impair-impair avec un nom-

bre de niveaux intrinsèques plus important (même dans un puits peu profond) ne présentent pas de structures résonnantes visibles à la résolution expérimentale d'environ 200 keV. Remarquons également, que la composante symétrique est toujours située à un seuil d'environ 2 MeV plus élevé que celui de la composante asymétrique, en accord avec les barrières théoriques.

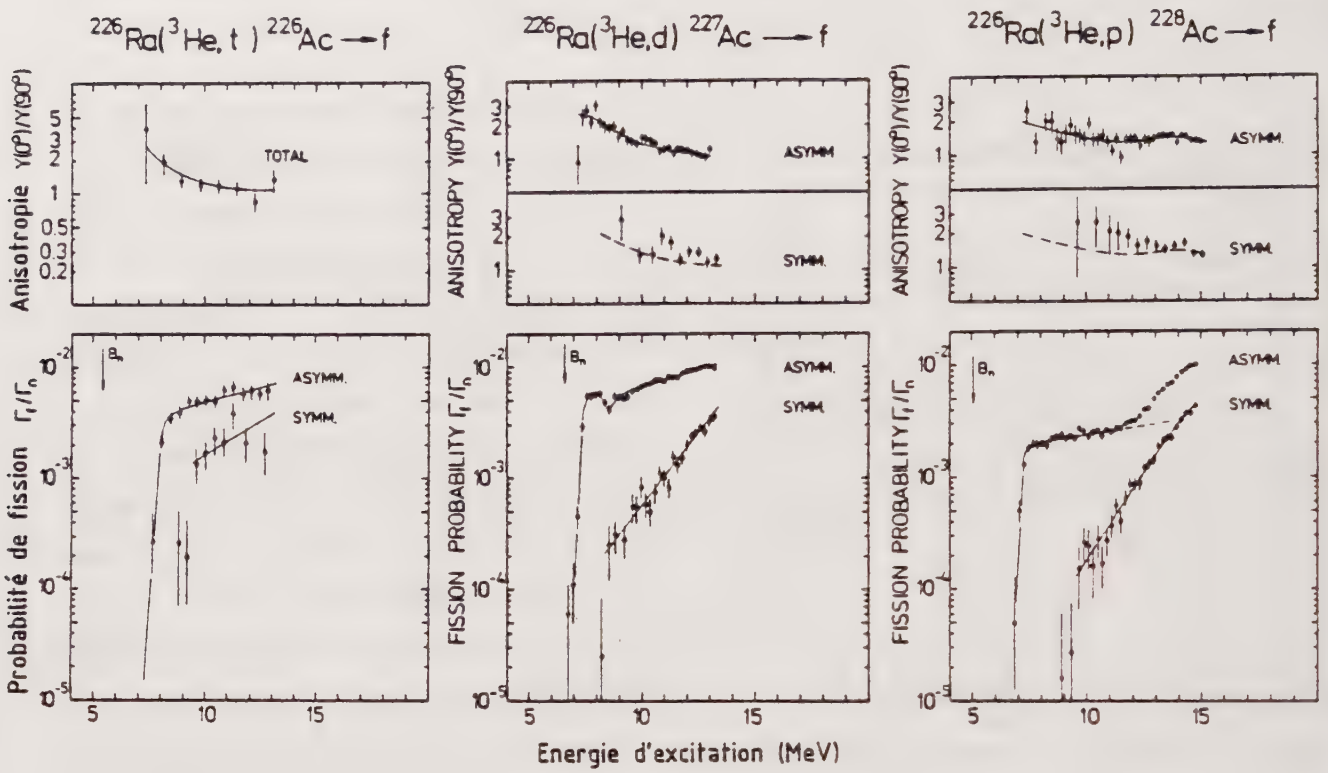


Fig. VII.12. Probabilités de fission et rapport d'anisotropie des fragments en fonction de l'énergie d'excitation de ^{226}Ac, ^{227}Ac et ^{228}Ac pour la fission symétrique et asymétrique, [Ko 74].

$^{231,233}_{90}Th$ -

Les isotopes du thorium non étudiés dans le présent travail seront naturellement des candidats au troisième minimum. Ils sont en effet susceptibles de présenter une barrière de potentiel similaire à celles de $^{231,233}Th$. Nous savons en effet que les variations des hauteurs respectives E_A et E_B sont davantage fonction du nombre de protons que du nombre de neutrons. Les isotopes $^{231,233}Th$ sont pair - impair ; il serait, bien entendu, intéressant de mesurer les fonctions d'excitation de noyaux pair - pair qui doivent, en principe, présenter des structures résonnantes moins compliquées. Un bon candidat serait $^{230}_{90}Th$ étudié à partir du noyau $^{229}_{90}Th$ en réaction (d,pf) ($^{229}_{90}Th$ étant fissile par neutrons lents). Une telle mesure est envisagée à l'accélérateur tandem de Saclay pour 1982-1983.

La probabilité de fission de ^{234}Th a été étudiée par Back et al.,[Bac 74], au moyen de la réaction ^{232}Th(t,pf). La figure VII.13 montre la présence de résonances au voisinage du seuil de fission. Cette expérience étant réalisée avec une résolution en énergie de l'ordre de 100 keV, un effet possible de structure fine n'a pu être mis en évidence.

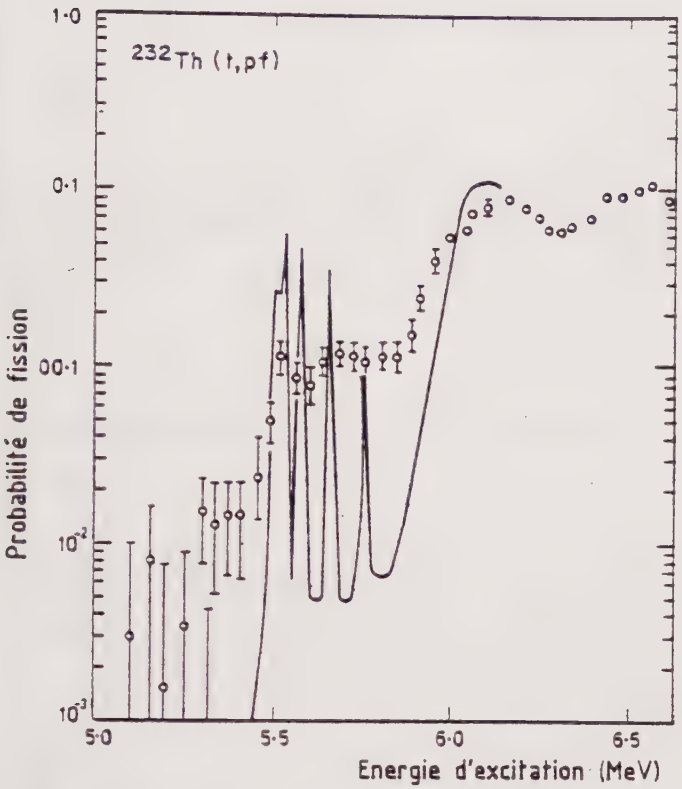


Fig. VII.13. Probabilité de fission de ^{234}Th en fonction de l'énergie d'excitation. La courbe en trait plein représente les résultats de l'analyse en supposant l'existence d'une bande de rotation et où l'effet de la résolution n'a pas été pris en compte, [Bac 74].

$^{231}_{91}$Pa –

L'interprétation des résonances fines mises en évidence dans la réaction $^{231}_{91}$Pa(n,f) par Sicre et al.,[Si 76], Plattard et al.,[Pl 81] et Syme et al., [Sy 81] n'est pas aussi évidente que dans le cas des isotopes 231 et 233 du thorium. Ceci est dû au fait que le noyau composé $^{232}_{91}$Pa est un isotope impair-impair et que la principale résonance observée à 156,7 keV a pour nombres quantiques (K^{π}, J^{π}), 3^+, 3^+ ce qui rend difficile l'observation, par réaction (n,f) des moments angulaires plus élevés. Néanmoins, il semblerait que vers 173,3 keV, il y ait une résonance de faible amplitude,[Pl 81],(Fig. VII.14) compatible avec un état (3^-, 3^-) ce qui correspondrait à un décalage entre parités positive et négative $\Delta E_{+,-}$ égal à 16,6 keV.

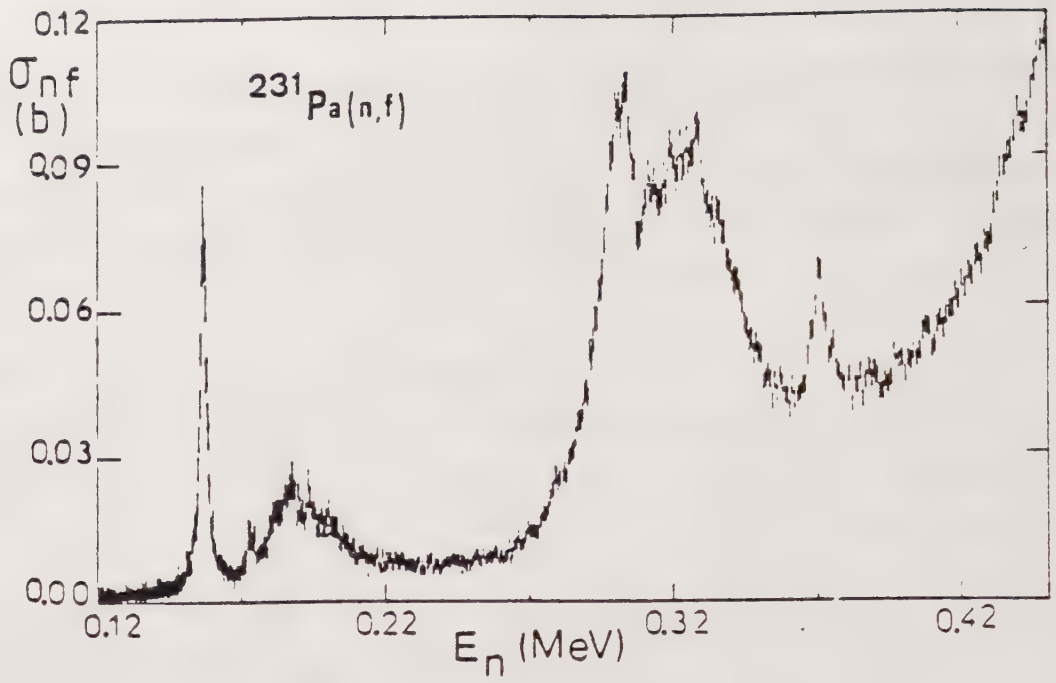


Fig. VII.14. Section efficace, σ_{nf}, de la réaction $^{231}Pa(n,f)$, en fonction de l'énergie de neutrons, E_n [Pl 81].

A plus haute énergie, deux structures ont été observées avec pour nombres quantiques $K^{\pi} = 0^{+}$ à E_n = 200 keV et $K^{\pi} = 0^{-}$ à E_n = 330 keV, [Si 76]. Il n'est pas exclu que ces structures soient bâties sur le même état intrinsèque de classe III, quasi dégénéré, le décalage $\Delta E_{-,+}$ serait alors égal à 130 keV.

Dans le cas de la réaction $^{231}_{91}Pa(n,f)$, seuls les états de classe I ont été détectés [Pl 81] ; ceci indique que la hauteur E_A de la première barrière est inférieure à l'énergie de liaison du neutron, B_n = 5,56 MeV,

$$E_A \leqslant 5,6 \text{ MeV}.$$

Une réaction de type (d,pf), avec une énergie d'excitation du noyau inférieure à cette énergie de liaison du neutron, permettrait de détecter d'éventuels états de classe II, mais les techniques expérimentales actuelles ne permettent pas d'atteindre la résolution en énergie nécessaire (~ 10 eV) à ce genre d'expérience.

Uranium -

Les uraniums sont dans une situation intermédiaire à celle des actinides légers et lourds avec des hauteurs de barrières E_A et E_B très voisines. Il n'est donc pas exclu d'espérer détecter pour ces noyaux à la fois les états de classe I, de classe II et de classe III. Les états de classe I et II ont déja été mis en évidence par différents auteurs,[Blo 73, Bl 75*b*, Wa 75, Di 77], pour $^{239}_{92}U$ en réaction $^{238}U(n,f)$.

$^{238}_{92}U(n,f)$ -

De plus, dans nos résultats,[Bl 75*b*], des structures résonnantes sont nettement visibles au voisinage du seuil de fission et spécialement aux environs des énergies de neutrons de 950 keV et 1150 keV (Fig. VII.15).

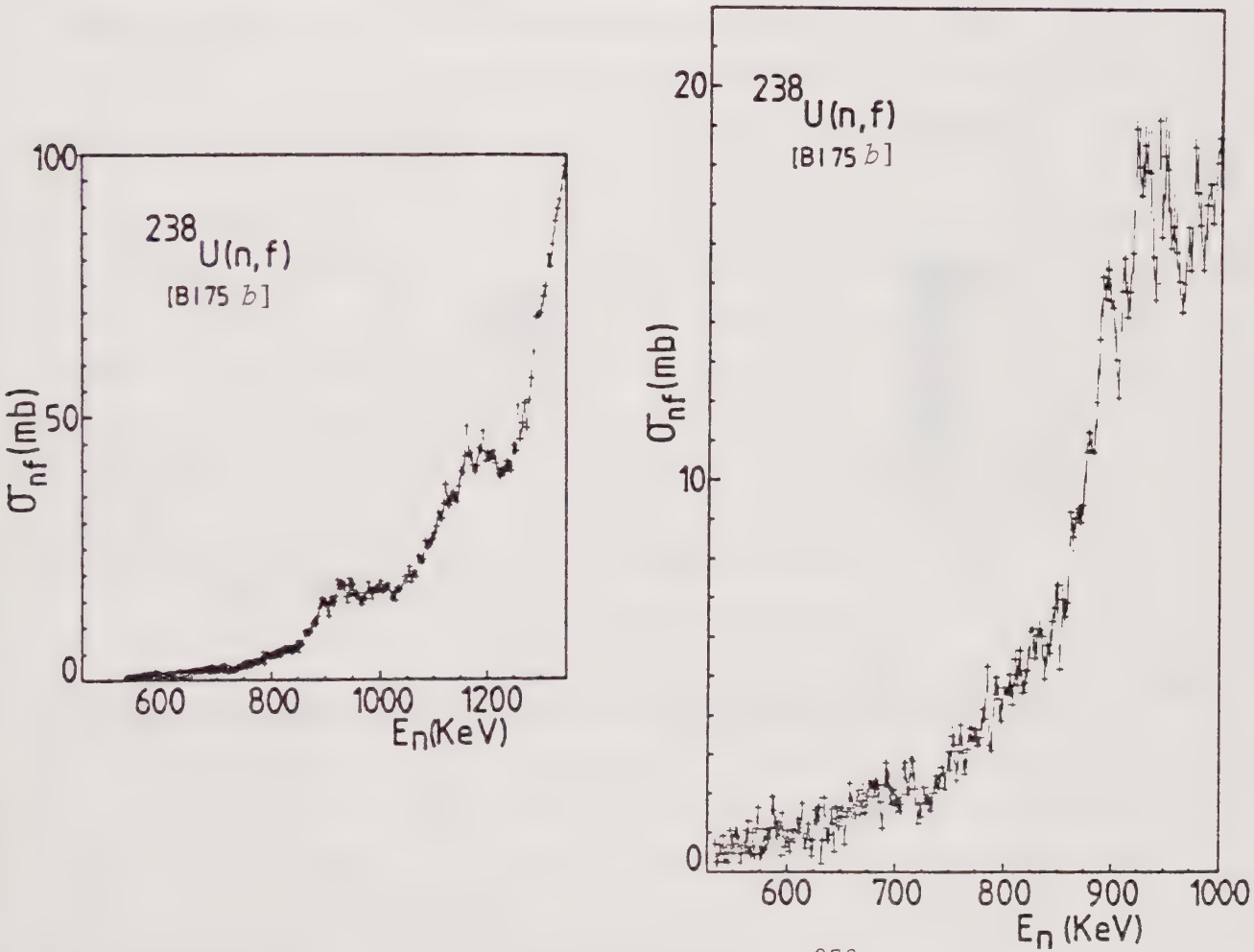


Fig. VII.15. Section efficace, σ_{nf}, de la réaction $^{238}U(n,f)$ en fonction de l'énergie de neutrons, E_n, [Bl 75.b].

La valeur des espacements moyens de niveaux de classe II, dans le domaine des résonances est pour ^{239}U :

$$\overline{D}_{II(Res)} = 1,76 \text{ keV}.$$

On en déduit la valeur à E_n = 1 MeV, soit :

$$\overline{D}_{II}(E_n = 1 \text{ MeV}) \sim 0,14 \text{ keV}.$$

La faible valeur de $\overline{D}_{II}(E_n = 1 \text{ MeV})$ comparée à celle voisine de 10 keV des structures observées au voisinage du seuil suggère une possibilité d'existence d'états de classe III couplés à des états de classes I et II. Les trois barrières A, B et C seraient alors situées à des hauteurs très voisines comme le schématise la figure VII.16. Une mesure précise des distributions angulaires ou de l'anisotropie des fragments de fission aux environs de 950 et 1150 keV pourraient éventuellement donner une réponse à cette question.

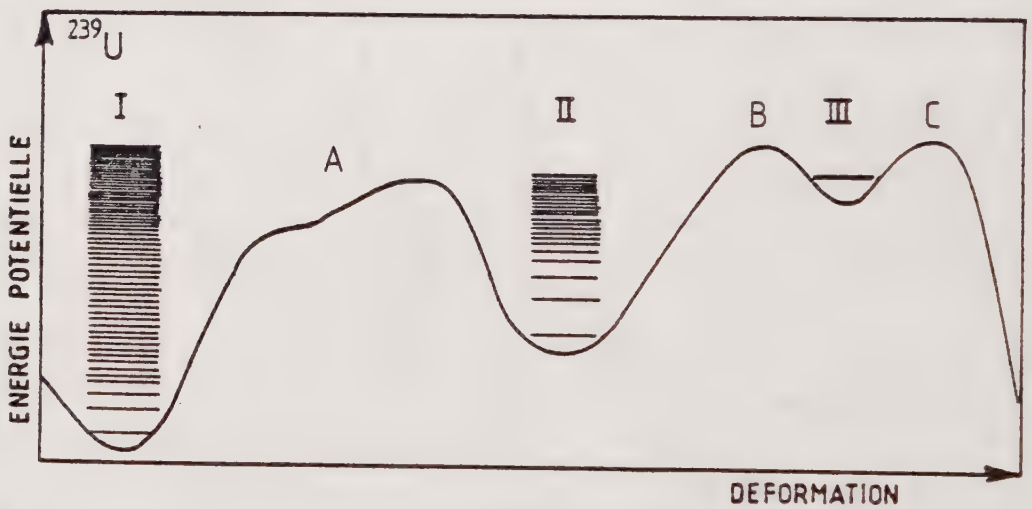


Fig. VII.16. Vue schématique de la barrière d'énergie potentielle de ^{239}U.

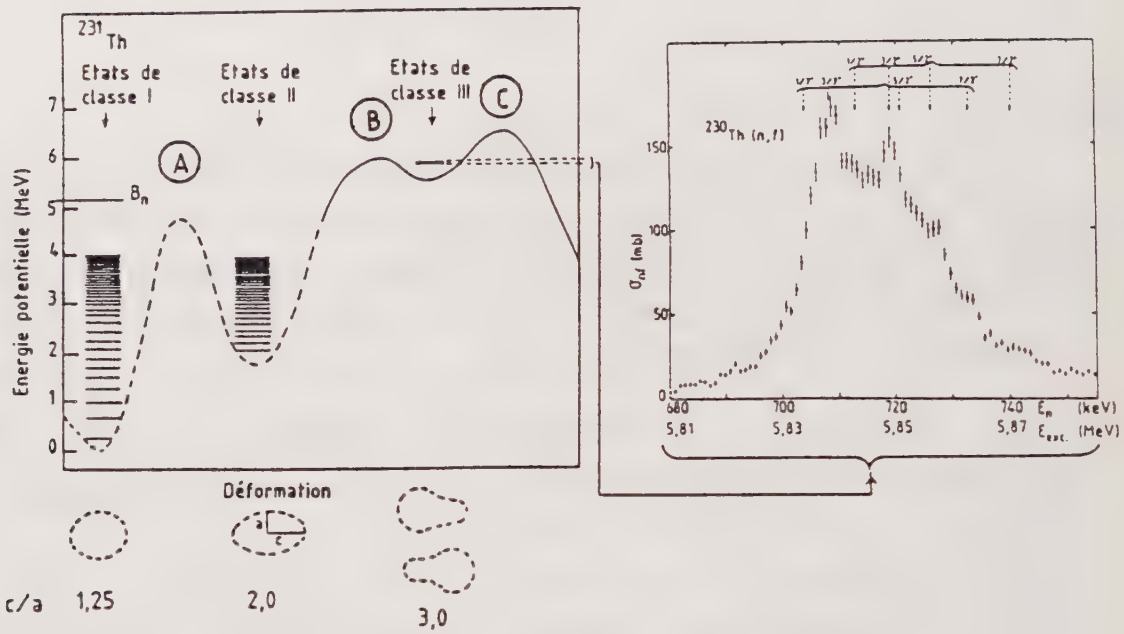
CONCLUSION

Les puits de potentiel jouent un grand rôle dans la stabilité des espèces nucléaires. Ils illustrent la propriété du noyau d'avoir une énergie minimale pour certaines configurations bien définies. Toute légère déformation à partir d'une de ces configurations nécessite un apport d'énergie extérieure ce qui est la marque d'une certaine stabilité.

Les études, tant expérimentales que théoriques du processus de fission, font aujourd'hui apparaître une grande complexité de la surface d'énergie potentielle. L'évolution de notre compréhension, en ce domaine, peut se schématiser de la façon suivante : la fission a d'abord été interprétée à l'ordre zéro, au moyen de barrières de potentiel à un seul maximum du modèle de la goutte liquide, puis à l'ordre un, par la prise en compte des effets de couches et d'appariement, responsables d'un second puits et enfin, à l'ordre deux, par l'introduction d'effets secondaires, asymétrie de masse du noyau, responsables d'un troisième minimum. Certains résultats expérimentaux paraissent aujourd'hui bien compris dans le cadre du second minimum de la barrière de fission, en particulier les isomères de fission ou l'effet de structure intermédiaire.

Le présent travail apporte la preuve expérimentale de l'existence d'un troisième puits de potentiel dans la barrière de fission. Pour la première fois, des états métastables très déformés, d'une durée de vie de l'ordre de 10^{-19}s ont pu être observés grâce à une excellente résolution en énergie. L'analyse des sections efficaces de fission et des distributions angulaires des fragments de fission des réactions ^{230,232}Th(n,f) a montré que ces états constituaient des doublets de bandes de rotation de parités opposées, indiquant que le noyau ainsi déformé ne possède pas la symétrie droite-gauche mais seulement la symétrie axiale, ce qui lui donne la forme d'une poire. En fait, l'existence de ces doublets constitue la véritable "signature" d'un troisième puits asymétrique.

La figure ci-dessous montre que l'"anomalie" du thorium est résolue si le deux barrières observées par les expérimentateurs ne sont plus la première (A) et la seconde (B), mais la deuxième (B) et la troisième (C). Cette figure est à comparer à celle de l'introduction, (fig. 0.3).



a) Barrière d'énergie potentielle de ^{231}Th, en fonction de la déformation du noya

b) La section efficace de fission de la réaction $^{230}Th(n,f)$ par des neutrons d'énergie voisine de 710 keV, présente des résonances étroites. Ces résonances peuvent être classées en deux groupes d'états de parités différentes (+ ou -) dont les moments angulaires (1/2, 3/2, 5/2...) et les espacements sont compatibles avec ceux d'une bande de rotation.

Le moment d'inertie associé au mouvement de rotation est le plus grand jam mesuré : environ trois fois celui du noyau dans l'état fondamental. Sa valeur, $\mathcal{J}^{exp.} = 500 \pm 25$ MeV^{-1} est la même pour les deux noyaux étudiés ^{231}Th et ^{233}Th. Elle est en bon accord avec les résultats de calculs microscopiques effectués aux déformations correspondant au troisième minimum, [So 80].

Le paramètre de découplage, a, (dans les bandes K = 1/2) fournit une indic importante car il permet d'identifier les orbitales de Nilsson. Par exemple, les deux bandes de rotation composant la résonance de ^{231}Th à $E_n \sim 710$ keV, peuvent être considérées comme étant bâties sur l'état intrinsèque de nombres quantiques asymptotiques [631]. Remarquons que cette orbitale [631] est également responsabl de la bande de rotation du fondamental dans le premier puits. Il apparaît possibl

d'entreprendre une véritable spectroscopie des états du troisième puits, semblable à celle qui est faite pour les premiers états excités du premier puits, alors que dans le second puits on est toujours limité aux quelques isomères de fission.

Il a été possible d'associer aux états métastables de ^{231}Th et ^{233}Th certains temps caractéristiques. La durée de vie des états est de l'ordre de 1,1 10^{-19}s. D'autre part, la période de retournement du noyau, d'une forme droite-gauche à celle opposée, est calculée grâce au décalage $\Delta E_{+,-}$. Il est à remarquer que les valeurs ainsi déterminées, $\tau(^{231}\text{Th}) = 3{,}8\ 10^{-19}$s et $\tau(^{233}\text{Th}) = 1{,}9\ 10^{-19}$s, sont supérieures à la durée de vie de l'état métastable : le noyau ne franchit pas effectivement la barrière séparant les deux puits asymétriques.

D'autre part, il est frappant de constater que la plupart des actinides légers $Z < 92$, présentent au voisinage du seuil de fission et toujours dans la voie asymétrique, un effet de résonance semblable à celui du thorium. L'énergie d'excitation de ces résonances est de plusieurs MeV supérieure à la hauteur de la première barrière. Il est vraisemblable que, pour ces noyaux, seul un manque de résolution en énergie n'a pas encore permis une mise en évidence d'un effet de structure fine aussi spectaculaire que dans le cas des isotopes du thorium. Ce type d'expériences peut être poursuivi en réaction (n,f) auprès d'accélérateurs comme WNR à Los Alamos, ou en réaction (d,pf) si on dispose d'un analyseur Q3D.

Enfin, notre compréhension de la barrière de fission évolue vers des formes encore plus complexes. Des structures résonnantes ont été observées dans les fonctions d'excitation des actinides lourds, [Br 78] au moyen des réactions (t,pf), (d,pf) ou (p,pf) sur des cibles de ^{244}Pu, $^{246, 248}$Cm et $^{250, 251, 252}$Cf. Or, par exemple, pour les isotopes de Cf, la hauteur calculée avec l'effet d'asymétrie de masse de la barrière extérieure est environ 3 à 4 MeV, alors que celle de la barrière intérieure en tenant compte de déformations rompant la symétrie axiale, est de l'ordre de 6 à 7 MeV. Dans ces cas, il est permis de penser que des instabilités au niveau de la première barrière seraient responsables des structures résonnantes observées.

RESUME

Dès 1939, c'est-à-dire moins d'un an après la découverte de la fission nucléaire, N. Bohr et J. Wheeler, [BW 39], en firent une approche théorique, à l'aide du modèle de la goutte liquide. Celle-ci, de par les hypothèses de départ, ne put être qu'approximative.

L'étude de la fission nucléaire connut un renouveau d'intérêt avec la découverte des isomères de fission et de l'effet de structure intermédiaire dans la section efficace de fission en dessous du seuil. Ces découvertes ne furent comprises que lorsque V.M. Strutinsky proposa sa méthode de calcul de l'énergie potentielle d'un noyau en fonction de sa déformation. Dès les premiers calculs, apparaissait la possibilité de trouver des noyaux lourds dans des états métastables correspondant à une déformation du noyau beaucoup plus grande que celle généralement admise pour les états déformés stables. Il s'est trouvé que l'existence de tels états apportait une explication simple aux nouveaux résultats expérimentaux. Cette circonstance assura un succès immédiat à la prescription de Strutinsky et incita théoriciens et expérimentateurs à orienter leur recherche dans ce domaine.

L'introduction des effets de couches et d'appariement dans le calcul de la surface d'énergie potentielle des actinides montre (fig. 1), en plus de l'existence d'un premier puits (I), correspondant à l'état fondamental, celle d'un second minimum (II), responsable des états métastables de classe II.

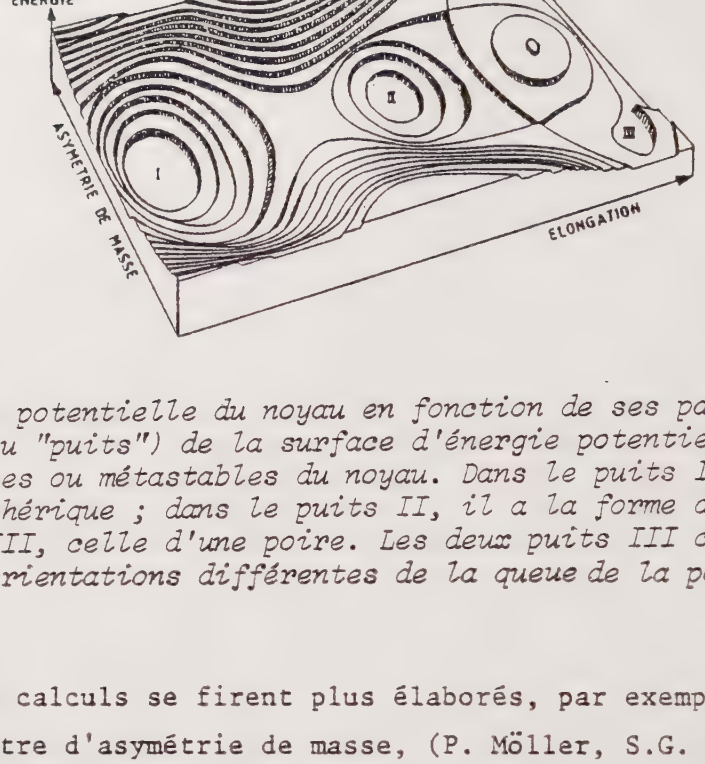


Fig. 1 Energie potentielle du noyau en fonction de ses paramètres de déformatio Les minimums (ou "puits") de la surface d'énergie potentielle donnent naissance des états stables ou métastables du noyau. Dans le puits I, ce dernier est appro ximativement sphérique ; dans le puits II, il a la forme d'un ballon de rugby ; dans le puits III, celle d'une poire. Les deux puits III correspondent à deux orientations différentes de la queue de la poire.

Lorsque les calculs se firent plus élaborés, par exemple avec la prise en compte du paramètre d'asymétrie de masse, (P. Möller, S.G. Nilsson, R. Nix, S.E. Larsson, M.G. Mustafa, etc.),l'existence d'un troisième puits (III) fut proposée . Ce troisième puits, peu profond ($\sim$ 1 MeV), pourrait aussi être responsable d'états métastables, mais dans ce cas, le noyau est encore plus déformé et ne possède plus la symétrie de masse(ou droite-gauche). Cette dernière propriété va conduire à un dédoublement de chaque état en un état de parité paire et un état de parité impaire. Ces nouveaux aspects des spectres rotationnels des noyaux avaient été prédits, il y a plus de vingt cinq ans par A. Bohr, mais jamai encore observés expérimentalement.

La conférence de Rochester (1973) montra, pour les paramètres de la double barrière, un bon accord entre la théorie et l'expérience, sauf pour les actinides légers, (en particulier les isotopes du thorium) où les valeurs théoriques du premier maximum et du second minimum sont inférieures de plusieurs MeV à celles déduites de l'expérience. L'"anomalie" du thorium peut théoriquement s'expliquer dans le cadre du troisième minimum, cependant, afin de déterminer si ce troisième puits a une existence physique réelle ou s'il est une conséquence d'hypothès de calculs trop restreintes, il semble justifié de se tourner vers l'expérience. Une mesure à haute résolution est susceptible de mettre en évidence les états métastables du noyau déformé sous forme de résonances. Leur recherche expérimental est donc basée sur une mesure détaillée de la probabilité de fission en fonction de nergie d'excitation dans les réactions ^{230}Th(n,f) et ^{232}Th(n,f). Dans les deux cas, gr

à un excellent pouvoir de résolution en énergie (FWHM ∿ 2 keV), des états dont la durée de vie est de 10^{-19} s ont pu être détectés. Ceci a été obtenu par la méthode du temps de vol auprès des accélérateurs linéaires d'électrons de Saclay (AL 60) et de Geel (Gelina). La figure 2 présente la section efficace de fission de la réaction ^{230}Th(n,f) mesurée aux alentours d'une énergie de neutrons E_n = 720 keV, où l'on connaissait déjà l'existence d'une résonance bien isolée. Cette résonance s'est révélée être structurée en plusieurs états dont l'analyse a montré qu'ils pouvaient se répartir en deux groupes séparés par un décalage en énergie d'environ 10 keV. Une analyse similaire a été effectuée pour ^{232}Th.

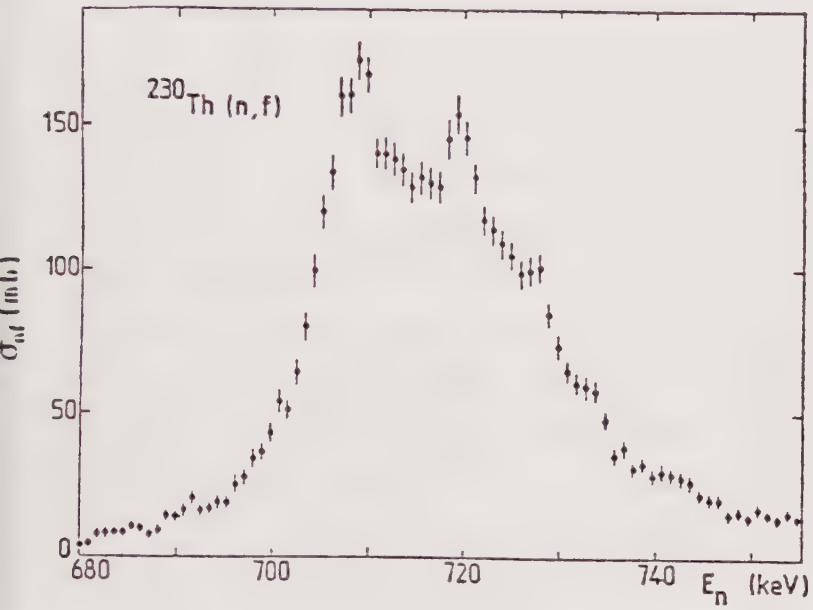


Fig. 2. Section efficace de fission de la réaction ^{230}Th(n,f) mesurée par la technique du temps de vol avec une résolution de 1,7 keV (FWHM).

Le moment d'inertie associé à la rotation du noyau est le même pour les deux isotopes étudiés et très voisin de celui attendu pour l'élongation correspondante au puits III. $\frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}}$ (III) = 2 keV, alors que dans le premier puits, $\frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}}$ (I) = 7 keV et dans le second, $\frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}}$ (II) = 3,3 keV. Il apparaît que, dans ces nouveaux états métastables, le noyau possède encore la symétrie axiale, mais a perdu la symétrie de masse, ce qui lui donne la forme d'une poire. On a vu que cette propriété est caractéristique du puits III.

Les renseignements apportés par ces mesures peuvent se résumer ainsi :

- Mise en évidence de *bandes de rotation*, associées à des *moments d'inertie* élevés (500 ± 25 MeV^{-1}), ceux-ci correspondent à une déformation du noyau ayant un rapport grand axe sur petit axe d'environ trois.

- Existence de *doublets* de parités opposées, véritable "signature" d'un troisième minimum de la surface d'énergie potentielle pour une forme octupolaire du noyau.

- Détermination de la *durée de vie* des états métastables dans le troisième puits $\sim 10^{-19}$ s.

- Etude de la *spectrométrie* de ces états, par exemple les deux bandes de rotation composant la résonance de vibration de ^{231}Th à $E_n \sim 720$ keV, peuvent être considérées comme étant bâties sur *l'état intrinsèque* de nombres quantiques asymptotiques [631].

- Meilleure connaissance des *barrières de potentiel*, données essentielles qui conditionnent le mode de fission. L'existence d'un puits peu profond ($\sim$ 1 MeV) résout *"l'anomalie du thorium"* en réconciliant les résultats expérimentaux et théoriques

Annexe I

DISTRIBUTIONS ANGULAIRES DES FRAGMENTS DE FISSION

La théorie de A. Bohr [Bo 56] suppose que la fission à basse énergie se produit à travers un nombre très restreint d'états de transition. Pour une réaction du type ^{230}Th(n,f), presque toute l'énergie d'excitation (environ 6 MeV) est engagée sous forme d'énergie de déformation au niveau du point-selle. D'un point de vue thermodynamique le noyau est donc froid, on suppose alors que pour cette déformation, le spectre des états de transition sera semblable à celui du noyau peu déformé dans son état fondamental. On suppose également que les fragments de fission se séparent le long de l'axe de déformation principal du noyau Δ et que la projection K du moment angulaire total $\vec{J}$ sur cet axe de symétrie est un bon nombre quantique lors du passage du point-selle au point de scission.

Soit un noyau fissionnant le long de son axe de symétrie par l'intermédiaire d'un état de nombre quantiques J^{π}, M, K.

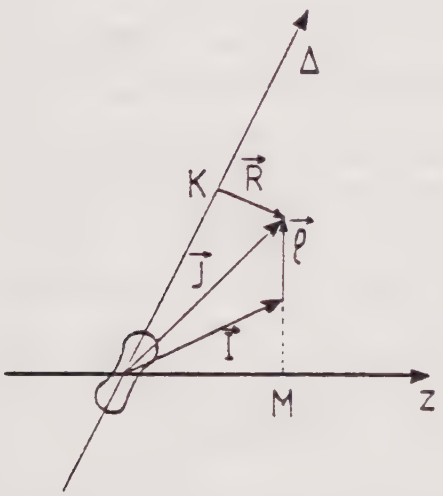


Fig. A.I.1. Représentation schématique des moments angulaires pour un noyau déformé de symétrie axiale.

La figure A.I.1 représente une vue schématique des relations entre $\vec{J}, \vec{M}, \vec{K}, \vec{I}$ et $\vec{\ell}$ avec :

$\vec{J}$: moment angulaire total du noyau fissionnant

$$\vec{I} = \vec{I}_o + \vec{s} \quad \text{et} \quad \vec{J} = \vec{I} + \vec{\ell}$$

$\vec{I}_o$: spin du noyau cible

$\vec{s}$: spin du neutron

$\vec{\ell}$: moment angulaire transféré

$\vec{M}$: projection de $\vec{J}$ sur l'axe Z du faisceau incident.

$\vec{R}$: moment angulaire de rotation collective

Les états propres de l'hamiltonien décrivant le noyau sont déterminés par le produit d'une fonction d'onde intrinsèque $\Phi_K^{J\pi}(\vec{r})$, où $\vec{r}$ représente l'ensemble des coordonnées internes, et d'une fonction d'onde de rotation $\mathcal{D}^J_{MK}(\phi,\theta,\psi)$ décrivant l'orientation du noyau dans l'espace, cette orientation étant définie par celle de l'axe de déformation principal Δ.

(ϕ,θ et ψ sont les angles d'Euler du système).

Après symmétrisation, la fonction d'onde du noyau s'écrit :

$$\psi_{J,M,K,\pi} = \sqrt{\frac{2J+1}{16\pi^2}} \left| \Phi_K^{J\pi}(\vec{r})\ \mathcal{D}^J_{M,K}(\phi,\theta,\psi) + (-1)^{J+K} \Phi_{-K}^{J\pi}(\vec{r})\ \mathcal{D}^J_{M,-K}(\phi,\theta,\psi) \right| \qquad (A.$$

$\mathcal{D}^J_{M,K}(\psi,\theta,\psi)$ est la fonction d'onde d'une toupie symétrique, elle peut s'écrire [Wi 59] :

$$\mathcal{D}^J_{M,K}(\phi,\theta,\psi) = e^{iM\phi}\ e^{iK\psi}\ d^J_{MK}(\theta) \qquad (A.$$

où les fonctions $d^J_{MK}(\theta)$ sont calculées à l'aide de la relation proposée par Wigner [Wi 59] :

$$d^J_{M,K}(\theta) = \{(J+M)!(J-M)!(J+K)!(J-K)!\}^{1/2} \sum (-1)^X \frac{\left[\sin(\frac{\theta}{2})\right]^{K-M+2X} \left[\cos(\frac{\theta}{2})\right]^{2J-K+M-}}{(J-K-X)!(J+M-X)!(X+K-M)!X!}$$

(A.I

où la somme s'étend à tous les nombres naturels X = 0, 1, 2, 3 etc.. pour lesquels aucune des expressions au dénominateur n'est négative.

L'axe de déformation principal Δ du noyau fissionnant se trouve dans l'élément d'angle solide $d\Omega$ avec une probabilité d^3P ainsi définie :

$$d^3P = |\psi_{J,M,K,\pi}|^2\ d\Omega$$

$$= \frac{2J+1}{16\pi^2} \left|e^{iM\phi}\right|^2 \left|e^{iK\psi}\right|^2 \left\{\left|d^J_{M,K}(\theta)\right|^2 + \left|d^J_{M,-K}(\theta)\right|^2\right\} \sin\theta\ d\theta\ d\phi\ d\psi \qquad (A.I.$$

En intégrant par rapport à ϕ et ψ, on obtient la probabilité pour cet axe Δ du noyau, d'être orienté entre θ et $\theta + d\theta$ dans le plan de la réaction :

$$dP(\theta) = \frac{2J+1}{4} \left\{\left|d^J_{M,K}(\theta)\right|^2 + \left|d^J_{M,-K}(\theta)\right|^2\right\} \sin\theta\ d\theta \qquad (A.I$$

La distribution angulaire des fragments pour les nombres quantiques J,M,K est alors :

$$W^J_{M,K}(\theta) = \frac{dP(\theta)}{\sin\theta d\theta} = \frac{2J+1}{4} \left\{ \left| d^J_{M,K}(\theta) \right|^2 + \left| d^J_{M,-K}(\theta) \right|^2 \right\} \qquad \text{(A.I.6)}$$

normalisée de telle sorte que :

$$\int_0^\pi W^J_{M,K}(\theta) \sin\theta \, d\theta = 1 \qquad \text{(A.I.7)}$$

En particulier, pour un noyau cible pair-pair tel que ^{230}Th ou ^{232}Th, le nombre quantique M ne peut prendre que les valeurs ± 1/2 avec des probabilités égales et les distributions angulaires peuvent alors s'écrire en sommant sur M et en utilisant les propriétés de symétrie des fonctions $d^J_{M,K}$:

$$W^J_K(\theta) = \frac{2J+1}{4} \left\{ \left| d^J_{1/2,K}(\theta) \right|^2 + \left| d^J_{-1/2,K}(\theta) \right|^2 \right\} \qquad \text{(A.I.8)}$$

La figure A.I.2 montre de telles distributions calculées pour différentes voies de fission K,J. Remarquons en particulier, les comportements différents des distributions pour K = 1/2 et K ⩾ 3/2 ; d'autre part, les fragments de fission sont d'autant plus émis vers l'avant que le moment angulaire est plus élevé. Les grilles décrites au chapitre II et à l'annexe II utilisent cette propriété. Ceci devrait permettre, dans certains cas favorables où les états étudiés sont expérimentalement bien séparés, de leur attribuer une valeur de K et de J. Par exemple, pour K = 1/2, le tableau A.I.1 montre que le rapport pour J = 1/2 de W(0°)/W(90°) est très faible comparé à celui obtenu pour les autres valeurs du moment angulaire ; pour J=3/2, le rapport W(55°)/W(90°) est voisin de 2 alors qu'il vaut environ 1 pour J = 1/2, 5/2 ou 7/2. Cette forte dépendance en J des distributions angulaires constituera donc un test crucial dans l'attribution des nombres quantiques K et J.

Tableau A.I.1

Dépendance en J des distributions angulaires pour K = 1/2.

J	W(0°)	W(90°)	W(0°)/W(90°)	W(55°)	W(80°)	W(55°)/W(80°)
1/2	0,5	0,500	1,00	0,500	0,500	1,00
3/2	1,0	0,250	4,00	0,497	0,273	1,82
5/2	1,5	0,375	4,00	0,331	0,354	0,94
7/2	2,0	0,281	7,12	0,381	0,319	1,19

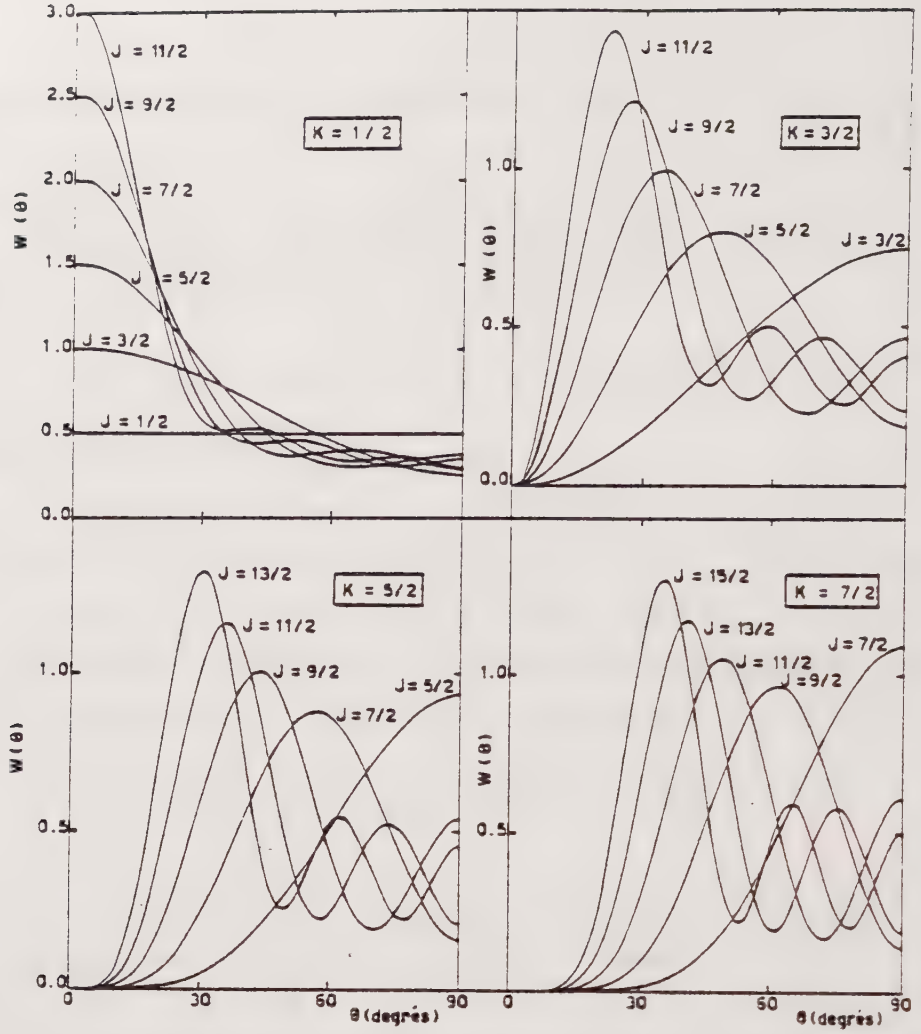


Fig. A.I.2. Distributions angulaires théoriques, calculées pour différentes voies de fission K,J.

Annexe II

TRANSMISSION D'UNE GRILLE

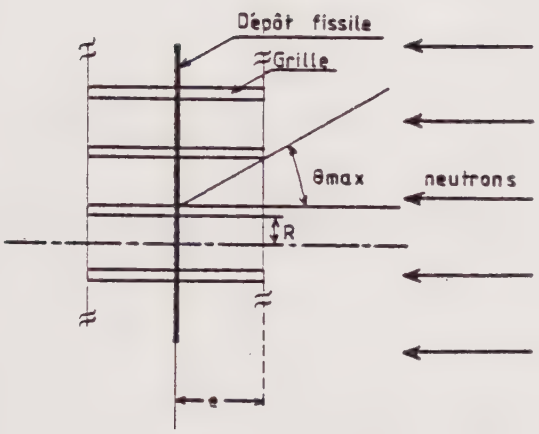


Fig. A.II.1. Vue schématique d'une portion de grille utilisée pour la mesure d'anisotropie des fragments de fission.

L'anisotropie des fragments de fission peut être mesurée au moyen de grilles placées directement contre les dépôts fissiles, comme l'indique la fig.A.II.1. Dans ce cas, seuls les fragments émis à un angle θ inférieur à l'angle maximum d'émission θ_{max} seront détectés ; la grille agit comme un filtre en favorisant les moments angulaires élevés (voir Annexe I), et la section efficace de fission mesurée σ_f (grille) sera affectée d'un coefficient de transmission de la grille $T_{K,J}(R,e,\theta_{max})$, fonction de la géométrie de la grille et des nombres quantiques K et J par l'intermédiaire de la distribution angulaire $W_{K,J}(\theta)$ des fragments de fission.

$$\sigma_f(\text{grille}) = \sum_{K,J} \sigma_f^{K,J}\, T_{K,J}(R,e,\theta_{max}) \qquad \text{A.II.1}$$

où R est le rayon de l'un des trous et e l'épaisseur de la grille. θ est l'angle d'émission d'un fragment par rapport à la direction des neutrons incidents.

Soit $E(r,\alpha)$ un point d'émission quelconque du dépôt défini par ses coordonnées polaires (r,α). Pour une émission d'un fragment dans une direction (θ,ϕ) donnée, il lui correspond un point $S(\theta,\rho,\phi)$ de sortie de la grille, défini en figure A.II.2., où $\rho = e \text{ tg } \theta$.

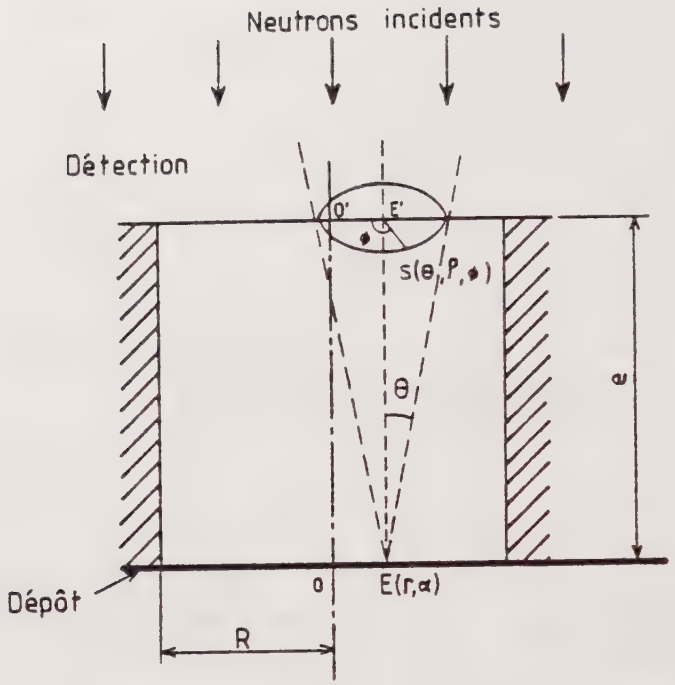


Fig. A.II.2. Vue en coupe de l'un des trous de la grille.

Le coefficient de transmission de la grille s'écrit :

$$T_{K,J}(R,e,\theta_{max}) = A\int_0^{2\pi} d\alpha \int_0^R r dr \int_{-\Phi}^{+\Phi} \int_0^{\theta_{max}} W_{K,J}(\theta) \sin\theta \, d\theta \qquad \text{(A.II.2}$$

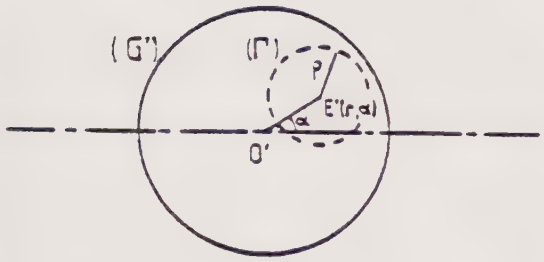
où A est coefficient de normalisation, et $W_{K,J}(\theta)$ sont les distributions angulaires des fragments calculées en A.I-8 en fonction de θ pour un couple de valeurs K,J donné. Les bornes Φ et $-\Phi$ seront explicitées par la suite. L'expression A.II.2 montre qu'il faut affecter un poids $P(R,e,\theta) = A\int_0^{2\pi} r dr \int_0^R r dr \int$ à chaque angle θ de la distribution des fragments. Ce poids $P(R,e,\theta)$ est calcul de la façon suivante :

Calcul de $\int_0^R r dr \int_{-\Phi}^{+\Phi} d\phi$

A un point d'émission E(r,α) et un angle θ donnés correspond sur la face de sortie de la grille un cercle (Γ) de rayon ρ tel que $\rho = e \operatorname{tg}\theta$. Nous devons pour le calcul des intégrales envisager différents cas suivant la position relative de ce cercle (Γ) par rapport à celui (G') d'un trou de la grille.

1) $\rho \leq R$

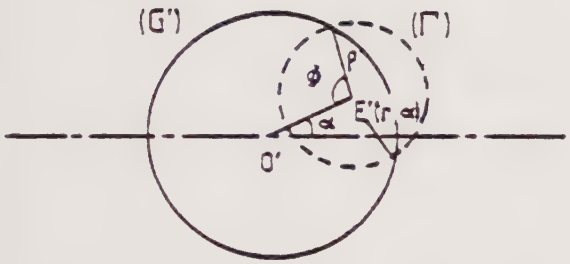
Configuration a)



$\rho < R - r$, le cercle (Γ) figure en entier à l'intérieur du cercle (G'). Le fragment peut sortir de la grille pour tous les angles, ϕ,($\Phi=\pi$). ϕ varie de $-\pi$ à $+\pi$ et r de 0 à $R-\rho$; la contribution de cette configuration a) vaut donc :

$$\int_0^{R-\rho} r\,dr \int_{-\pi}^{+\pi} d\phi = \pi (R-\rho)^2 \qquad \text{(A.II.3)}$$

Configuration b)



$R-r < \rho \leq R$, les cercles (Γ) et (G') se coupent. Le fragment ne peut sortir de la grille que pour une valeur de l'angle ϕ telle que :

$$-\Phi < \phi < +\Phi$$

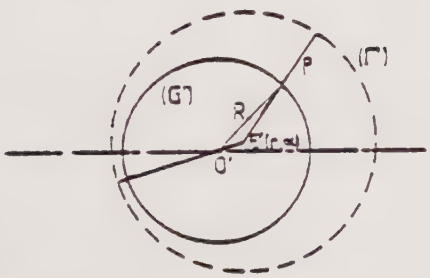
$$\text{avec } \Phi = \text{Arc cos } \frac{r^2 + \rho^2 - R^2}{2\rho r} \qquad \text{(A.II.4)}$$

ϕ varie de $-\Phi$ à $+\Phi$ et r de $R-\rho$ à R. La contribution de cette configuration b) vaut donc :

$$\int_{R-\rho}^{R} r\,dr \int_{-\Phi}^{+\Phi} d\phi = 2\int_{R-\rho}^{R} \Phi\, r\,dr \qquad \text{(A.II.5)}$$

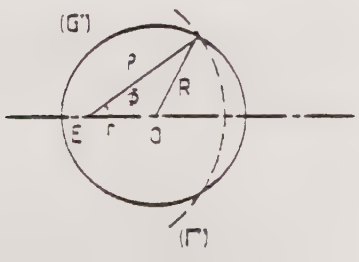
2) $\rho > R$

Configuration c)



$\rho > R + r$, le cercle (G') figure en entier à l'intérieur du cercle(Γ), le fragment ne peut jamais sortir, la contribution de cette configuration c) est nulle.

Configuration d)



$R<\rho < R+r$, les cercles (Γ) et (G') se coupent, le fragment peut sortir avec l'inclinaison θ pour un angle ϕ compris entre $-\Phi$ et $+\Phi$, la contribution de cette configuration d) vaut :

$$2\int_{\rho-R}^{R} \Phi\, r\,dr$$

Calcul de P(R,e,θ).

Dans tous les cas, α varie de 0 à 2π. La somme des différentes contributi calculées ci-dessus est alors :

$$P(R,e,\theta) = A.2\pi\left\{\pi(R-\rho)^2+2\int_{R-\rho}^{R}\Phi r dr + 2\int_{\rho-R}^{R}\Phi r dr\right\} \qquad \text{(A.II.}$$

Le coefficient de normalisation A est déterminé en remarquant que si e = 0, le fragment peut sortir avec l'inclinaison θ pour tous les angles ϕ et tous les points du cercle de rayon R.

$$1 = A(2\pi\ \pi R^2)$$

D'où:

$$P(R,e,\theta) = \left\{(1-\frac{\rho}{R})^2+\frac{1}{\pi}\int_{R-\rho}^{R}2\Phi\frac{rdr}{R^2}+\frac{1}{\pi}\int_{\rho-R}^{R}2\Phi\frac{rdr}{R^2}\right\} \qquad \text{(A.II.}$$

Calcul des intégrales.

Les deux intégrales ne diffèrent que par la borne inférieure (R-ρ) ou (ρ-R)

$$I = \int_{\substack{R-\rho\\(\rho-R)}}^{R} \text{Arc cos}\ \frac{r^2+\rho^2-R^2}{2\rho r}\ \frac{2rdr}{R^2} \qquad \text{(A.II.8}$$

Posons: $\lambda = \frac{\rho}{R}$ et $r = Rx$

$$I = \int_{\substack{1-\lambda\\(\lambda-1)}}^{1} \text{Arc cos}\ \frac{x^2+\lambda^2-1}{2\lambda x}\ 2xdx \qquad \text{(A.II.9)}$$

en posant: $u = \text{Arc}\ \frac{\cos\ x^2+\lambda^2-1}{2\lambda x}$ et $v = x^2$

il vient :

$$I = \left[x^2\ \text{Arc cos}\ \frac{x^2+\lambda^2-1}{2\lambda x}\right]_{\substack{1-\lambda\\(\lambda-1)}}^{1} + \frac{1}{2}\int_{\substack{1-\lambda\\(\lambda-1)}}^{1}\frac{2x(x^2-\lambda^2+1)}{\sqrt{4\lambda^2x^2-(x^2+\lambda^2-1)^2}}\ .\ dx$$

(A.II.10

Soit en posant: $y = x^2$

$$J = \int_{(1-\lambda)^2}^{1} \frac{(y+1-\lambda^2)}{\sqrt{4\lambda^2 y-(y+\lambda^2-1)^2}}\,dy$$

$$= \int_{(1-\lambda)^2}^{1} \frac{(y+1-\lambda^2)}{\sqrt{-y^2+2y(\lambda^2+1)-(\lambda^2-1)^2}}\,dy$$

en posant: $z = y-\lambda^2-1$ $$= \int_{-2\lambda}^{-\lambda^2} \frac{z+2}{\sqrt{4\lambda^2-z^2}}\,dz$$

en posant: $t = z^2$ et $w = \frac{z}{2\lambda}$ $$= \frac{1}{2}\int_{4\lambda^2}^{\lambda^4} \frac{dt}{\sqrt{4\lambda^2-t}} + 2\int_{-1}^{-\lambda/2} \frac{dw}{\sqrt{1-w^2}}$$

$$= \frac{1}{2}\left[-2\sqrt{4\lambda^2-t}\right]_{4\lambda^2}^{\lambda} + 2\left[\text{Arc sin } w\right]_{-1}^{-\lambda/2}$$

et de (A.II.10) :

$$I = \text{Arc cos}\,\frac{\lambda}{2} - (1-\lambda)^2\,\text{Arc cos}\,\frac{2\lambda^2-2\lambda}{2\lambda(1-\lambda)} - \frac{1}{2}\sqrt{4\lambda^2-\lambda^4} - \text{Arc sin}\,\frac{\lambda}{2} + \frac{\pi}{2}$$

soit pour: $\rho \leq R$

$$I = 2\,\text{Arc cos}\,\frac{\lambda}{2} - (1-\lambda)^2\pi - \frac{1}{2}\sqrt{4\lambda^2-\lambda^4}$$

$$P(R,e,\theta) = \frac{2}{\pi}\text{Arc cos}\,\frac{\lambda}{2} - \frac{1}{2\pi}\sqrt{4\lambda^2-4\lambda^4}$$

et: $\rho > R$

$$I = 2\,\text{Arc cos}\,\frac{\lambda}{2} - \frac{1}{2}\sqrt{4\lambda^2-4\lambda^4}$$

$$P(R,e,\theta) = \frac{2}{\pi}\,\text{Arc cos}\,\frac{\lambda}{2} - \frac{1}{2\pi}\sqrt{4\lambda^2-\lambda^4}$$

avec :

$$\frac{\lambda}{2} = \frac{e\ \text{tg}\ \theta}{2R} = \frac{\text{tg}\ \theta}{\text{tg}\ \theta_{max}}$$

On remarque que dans tous les cas, ($\rho \leq R$ et $\rho > R$), le poids à affecter à un angle θ donné s'écrit :

$$P(R,e,\theta) = \frac{2}{\pi}\left[\text{Arc cos}\ \frac{\text{tg}\ \theta}{\text{tg}\ \theta_{max}} - \sqrt{\left(\frac{\text{tg}\ \theta}{\text{tg}\ \theta_{max}}\right)^2 - \left(\frac{\text{tg}\ \theta}{\text{tg}\ \theta_{max}}\right)^4}\right] \qquad \text{(A.II.}$$

Le poids $P(R,e,\theta)$ et la valeur de $W_{K,J}(\theta)$ peuvent alors être déterminés pour chaque angle θ jusqu'à la valeur de θ_{max}; le coefficient de transmission de la grille s'obtient par intégration numérique de :

$$T_{K,J}(R,e,\theta_{max}) = \int_0^{\theta_{max}} P(R,e,\theta)\, W_{K,J}(\theta) \sin\theta\, d\theta \qquad \text{(A.II}$$

Les tableaux A.II.1 et A.II.2 présentent les résultats de calculs effectués pour les conditions expérimentales décrites au chapitre II soit pour $\theta_{max} = 31$ et $\theta_{max} = 45°$.

Tableau A.II.1.

Valeurs des coefficients de transmission $T_{K,J}(R,e,\theta_{max})$ pour $\theta_{max} = 31°$ en fonction de K et J.

$\theta_{max} = 31°$ R = 0,45 mm e = 1,5 mm

K \ J	1/2	3/2	5/2	7/2	9/2	11/2
1/2	0,0398	0,0754	0,1034	0,1228	0,1346	0,1410
3/2		0,0044	0,0156	0,0332	0,0542	0,0752
5/2			0,0006	0,0032	0,0096	0,02
7/2				0,0002	0,0008	0,002

Tableau A.II.2

Valeurs des coefficients de transmission $T_{K,J}(R,e,\theta_{max})$ pour θ_{max}= 45° en fonction de K et de J.

θ_{max} = 45° R = 0,75 mm e = 1,5 mm

K \ J	1/2	3/2	5/2	7/2	9/2	11/2
1/2	0,0934	0,1652	0,2066	0,2238	0,2292	0,2318
3/2		0,0216	0,0672	0,12	0,1612	0,1848
5/2			0,0064	0,0278	0.0642	0,1052
7/2				0,0022	0,0118	0,0334

Annexe III

CALCUL DU DECALAGE $\Delta E_{+,-}$ DES ETATS DE PARITES POSITIVE ET NEGATIVE DANS LE CADRE DE L'APPROXIMATION WKB

Le décalage $\Delta E_{+,-}$ des états asymétriquement déformés des isotopes du thorium au cours du processus de fission peut se calculer dans le cadre de l'approximation WKB.

Supposons un potentiel tel que celui représenté en figure A.III.1, et formé par trois paraboles raccordées d'une façon continue. On désigne par V_o la hauteur, et par $\hbar\omega_o$ la courbure de la barrière séparant les deux puits de courbure $\hbar\omega$.

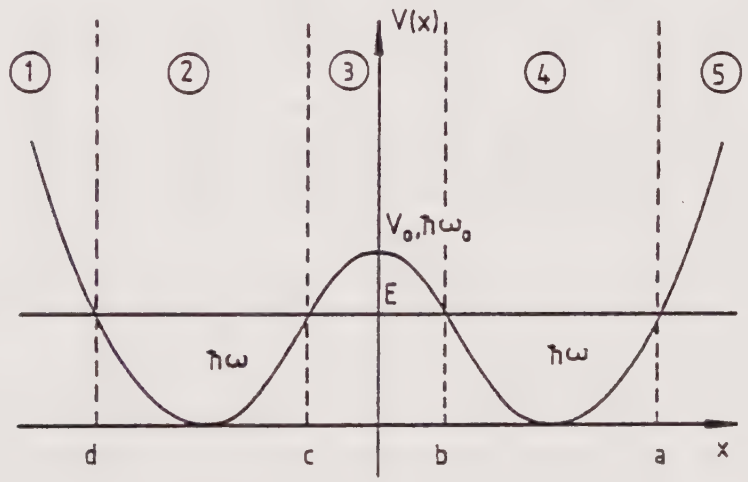


Fig. A.III.1 Vue schématique d'un double puits de potentiel.

La fonction d'onde ψ d'une particule, de masse m et d'énergie E, doit satisfaire à l'équation de Schrödinger (A.III.1).

$$\nabla^2 \psi + \frac{2m}{\hbar^2} [E - V(x)]\psi = 0 \qquad \text{(A.III.1)}$$

Suivant la méthode WKB, elle prend des expressions différentes dans les régions ① , ② , ③ , ④ ou ⑤ définies par la droite V(x) = E indiquée en figure A.III.1.

en région ① :

$$\psi_1 = \frac{A}{\sqrt{p_1}} \exp\left[-\int_x^d p_1 \frac{dx}{\hbar}\right] \qquad \text{(A.III}$$

où A est une constante de normalisation,

et :

$$p_i = \sqrt{2m\,|V_i - E|}$$

Les formules de raccordement entre solutions WKB exponentielles et solutions WKB oscillatoires permettent de calculer ψ_i.

en région ② :

$$\psi_2 = \frac{2A}{\sqrt{p_2}} \cos\left[\int_d^x p_2 \frac{dx}{\hbar} - \frac{\pi}{4}\right] \qquad \text{(A.III}$$

soit :

$$\boxed{\psi_2 = \frac{2A}{\sqrt{p_2}} \cos\left[\alpha'(x) - \alpha\right]} \qquad \text{(A.III}$$

en posant :

$$\alpha = \int_d^c p_2 \frac{dx}{\hbar} - \frac{\pi}{2}$$

$$\alpha'(x) = \int_x^c p_2 \frac{dx}{\hbar} - \frac{\pi}{4}$$

en région ③ :

$$\psi_3 = \frac{A}{\sqrt{p_3}} \left[\cos\alpha \exp\left(-\int_c^x p_3 \frac{dx}{\hbar}\right) - 2 \sin\alpha \exp\left(\int_c^x p_3 \frac{dx}{\hbar}\right)\right]$$

$$\psi_3 = \frac{A}{\sqrt{p_3}} \left[\cos \alpha \ \exp(-\beta) \exp(\beta'(x)) - 2 \sin \alpha \ \exp(\beta) \exp(-\beta'(x)\right] \qquad \text{(A.III.5)}$$

en posant :

$$\beta = \int_c^b p_3 \frac{dx}{\hbar}$$

$$\beta'(x) = \int_x^b p_3 \frac{dx}{\hbar}$$

en région (4) :

$$\psi_4 = \frac{A}{\sqrt{p_4}}\left[-\cos \alpha \ \exp(-\beta) \sin\left(\int_b^x p_4 \frac{dx}{\hbar} - \frac{\pi}{4}\right) - 4 \sin \alpha \exp(\beta) \cos\left(\int_b^x p_4 \frac{dx}{\hbar} - \frac{\pi}{4}\right)\right]$$

en posant :

$$\gamma = \int_b^a p_4 \frac{dx}{\hbar} - \frac{\pi}{2} \qquad \text{et} \qquad \gamma'(x) = \int_x^a p_4 \frac{dx}{\hbar} - \frac{\pi}{4}$$

$$\psi_4 = \frac{A}{\sqrt{p_4}}\left[-\cos \gamma'(x) \left(\exp(-\beta)\cos\alpha \sin\gamma + 4 \exp(\beta) \sin\alpha \cos\gamma\right) + \right.$$

$$\left. + \sin \gamma'(x) \left(\exp(-\beta) \cos\alpha \cos\gamma - 4 \exp(\beta) \sin\alpha \sin\gamma\right)\right] \qquad \text{(A.III.6)}$$

en région (5) les conditions aux limites imposent que le coefficient de $\sin \gamma'(x)$ soit nul:

$$\exp(-\beta) \cos\alpha \cos\gamma - 4 \exp(\beta) \sin\alpha \sin\gamma = 0 \qquad \text{(A.III.7)}$$

Pour des puits symétriques :

$$d = -a$$

$$c = -b$$

$$p_2(-x) = p_4(x) = p(x)$$

$$\alpha = \gamma$$

la relation A.III.7 devient :

$$\exp(-\beta)\ \cos^2\alpha\ - 4\exp(\beta)\ \sin^2\alpha = 0$$

soit :

$$\boxed{\operatorname{tg}\alpha = \eta\,\frac{1}{2}\exp(-\beta)} \qquad \text{(A.III}$$

et les valeurs $\psi_2(x)$ et $\psi_4(x)$ s'écrivent respectivement :

$$\psi_2 = \frac{2A}{\sqrt{p}}\ \cos\left(\int_x^a p\,\frac{dx}{\hbar} - \frac{\pi}{4}\right)$$

$$\psi_4 = \frac{-2A\eta}{\sqrt{p}}\ \cos\left(\int_x^a \frac{p\,dx}{\hbar} - \frac{\pi}{4}\right)$$

d'où:

$$\psi_4 = -\eta\psi_2$$

avec: $\eta = 1$ parité impaire

$\eta = -1$ parité paire

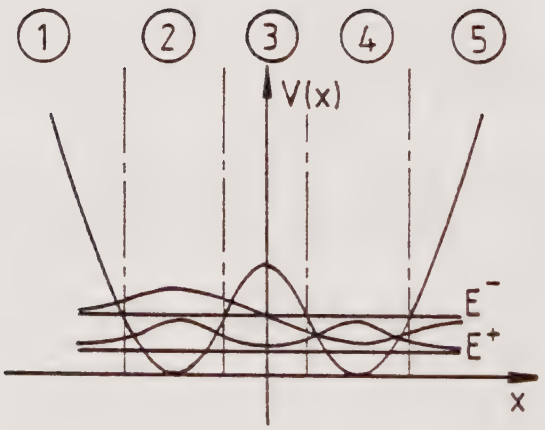


Fig. A.III.2. Vue schématique des fonctions d'onde dans un double puits du poten

Il y aura donc des fonctions d'ondes de parités paire et impaire (fig. A.
et leurs états associés ; les énergies de ces états peuvent se calculer suivant l'approximation de l'oscillateur harmonique, en posant :

$$V_2 = V_4 = \frac{1}{2}\,m\,\omega^2\left(x - \frac{a+b}{2}\right)^2$$

$$V_3 = V_o - \frac{1}{2}\,m\,\omega_o^2\,x^2$$

$$E = \frac{1}{2}\,m\,\omega^2\left(\frac{a-b}{2}\right)^2$$

calcul de $\alpha = \int_b^a p \frac{dx}{\hbar} - \frac{\pi}{2}$

$$\int_b^a p \frac{dx}{\hbar} = \int_b^a \sqrt{2m(E-V_2)} \frac{dx}{\hbar} = \frac{m\omega}{\hbar} \int_b^a \sqrt{-x^2 + (a+b)x - ab}\, dx \qquad \text{(A.III.9)}$$

$$= \frac{m\omega}{\hbar} \frac{(a-b)^2}{8} \pi = \frac{E}{\hbar\omega} \pi$$

D'où :

$$\alpha = \pi \left(\frac{E}{\hbar\omega} - \frac{1}{2} \right) \qquad \text{(A.III.10)}$$

Pour calculer β, posons $g = \frac{\hbar\omega}{\hbar\omega_o}$, il vient de la même façon qu'en (A.III.9) :

$$\beta = g\pi \left[\frac{V_o}{\hbar\omega_o} + \frac{1}{2} - \frac{E}{\hbar\omega} - \frac{1}{2} \right] \qquad \text{(A.III.11)}$$

soit :

$$\frac{1}{2} \exp(-\beta) = \frac{1}{2} \exp\left[-g\pi \left(\frac{V_o}{\hbar\omega} - \frac{1}{2} \right) \right] \exp\left[g\pi \frac{E}{\hbar\omega} - \frac{1}{2} \right]$$

et en posant : $\varepsilon = \frac{1}{2} \exp\left[-g\pi \left(\frac{V_o}{\hbar\omega} - \frac{1}{2} \right) \right]$

Il vient de (A.III.8) :

$$\boxed{\operatorname{tg} \alpha = \eta \varepsilon \exp(g\alpha)} \qquad \text{(A.III.12)}$$

Cette équation peut se résoudre graphiquement, cependant pour des valeurs de α faibles, on peut écrire :

$$\alpha + \frac{\alpha 3}{3} = \eta\varepsilon \left(1 + g\alpha + \frac{g^2\alpha^2}{2} \right)$$

Soit la solution approchée :

$$\alpha_a = \frac{\eta\, \varepsilon}{1 - \eta\, \varepsilon g}$$

alors :

$$\alpha(1 - \eta\varepsilon g) = \eta\varepsilon\left[1 + \frac{g^2\alpha_a^2}{2}\right] - \frac{\alpha_a^3}{3}$$

$$\alpha = \alpha_a\left[1 + \frac{3g^2\alpha_a^2(1-\eta\varepsilon g) - 2\alpha_a^2}{6(1 - \eta\varepsilon g)}\right]$$

avec $1 - \eta\varepsilon g \sim 1$, il vient :

$$\alpha = \alpha_a\left[1 + \alpha_a^2 \frac{3g^2-2}{6}\right]$$

Les états de parité paire sont obtenus pour $\eta = -1$ et les états de parité impaire pour $\eta = +1$.

Les énergies des états de parités paire et impaire s'écrivent d'après la formule (A.III.10) :

$$\boxed{\begin{aligned} E^+ &= \frac{\hbar\omega}{2}\left(1 + \frac{2\alpha^+}{\pi}\right) \\ E^- &= \frac{\hbar\omega}{2}\left(1 + \frac{2\alpha^-}{\pi}\right) \end{aligned}} \qquad \text{A.III.1}$$

et le décalage $\Delta E_{+,-}$ entre ces états a pour valeur :

$$\Delta E_{+,-} = \frac{\hbar\omega}{\pi}(\alpha^+ - \alpha^-) = \frac{2\hbar\omega\varepsilon}{\pi}\left[1 + \varepsilon^2\left(g^2 + \frac{(3g^2-2)}{6}\right)\right]$$

$$\boxed{\Delta E_{+,-} = -\frac{2\hbar\omega\varepsilon}{\pi}\left[1 + \frac{\varepsilon^2}{6}(9g^2-2)\right]} \qquad \text{(A.III.1}$$

REFERENCES

[Ab 80] Abou-Yehia, H., Thèse, Université de Paris-Sud (1980).

[Ab 79] Abou-Yehia, H., J. Jary et J. Trochon, Report INDC (FR) 34/L - NEANDC(E) 204 "L" (1979).

[An 69] Androsenko, C.C., S.B. Ermagambetow, A.V. Ignatjuk, N.S. Rabotnov, G.N. Smirenkin, A.S. Soldatov, L.N. Usachev, D.L. Spak, S.P. Kapitza, J.M. Tsipenjuk et L. Kovach, Physics and Chemistry of fission, IAEA, Vienne (1969) 419.

[AB 73] Auchampaugh, G.F. et C.D. Bowman, Phys. Rev. C7 (1973) 2085.

[Au 71] Auchampaugh, G.F., J.A. Farell et D.W. Bergen,Nucl. Phys. A171 (1971) 31.

[Au 81] Auchampaugh, G.F., S. Plattard, N.W. Hill, G. de Saussure, R.B. Perez et J.A. Harvey, Phys. Rev. C2 (1981) 503.

[Au 75] Auchampaugh, G.F. et L.W. Weston, Phys. Rev. C12 (1975) 1850.

[Bac 74] Back, B.B., Nucl. Phys., A228 (1974) 323.

[Ba 69] Back, B.B., J.P. Bondorf, G.A. Otroshenko , J. Pedersen et B. Rasmussen, Physics and Chemistry of Fission, IAEA, Vienne (1969) 351.

[Ba 71] Back, B.B., J.P. Bondorf, G.A. Otroschenko, J. Pedersen et B. Rasmussen, Nucl. Phys. A165 (1971) 449.

[Ba 74*a*)] Back, B.B. O. Hansen, H.C. Britt et J.D. Garrett, Phys. Rev. C9 (1974) 1924.

[Ba 74*b*)] Back, B.B., O.Hansen, H.C. Britt, J.D. Garrett et B. Leroux , Physics and Chemistry of Fission, Rochester (1973) IAEA, Vienne, Vol. I (1974) 3.

[Ba 74*c*)] Back, B.B., H.C. Britt, O. Hansen, B. Leroux et J.D. Garrett, Phys. Rev. C10 (1974) 1948.

[Ba 80] Backe, H., U. Goerlach, D. Habs, P. Just, V. Metag, P. Singer et M.J. Spech Verh. Dtsch. Phys. Ges. n° 9 (1980) 1106.

[Ba 79] Backe, H., L. Richter, D. Habs, V. Metag, J. Pedersen, P. Singer et H.J. Specht, Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 490.

[Ba 77] Barreau, G., Thèse, Université de Bordeaux (1977).

[Be 79] Bemis, C.E., J.R. Beene, J.P. Young et S.D. Kramer, Phys. Rev. Lett. 4 (1979) 1854.

[BF 71] Bergen, D.W. et R.R. Fulwood, Nucl. Phys. A163 (1971) 577.

[BG 80] Berger, J.F., et M. Girod, Physics and Chemistry of Fission; Jülich 19 IAEA, Vienne, Vol. 1 (1980) 265.

[BG 81] Berger, J.F., M. Girod et D. Gogny, Le Journal de Physique, Lettres, 23 (1981) 509.

[Bh 76] Bhandari, B.S., Nucl. Phys. A256 (1976) 271.

[Blo 73] Block, R.C., R.W. Hockenbury, R.E. Slovacek, E.B. Bean et D.S. Cramer, Phys. Rev. Lett. 31 (1973) 247.

[Bl 73] Blons, J., Nucl. Sci. Eng. 51 (1973) 130.

[Bl 72] Blons, J., H. Derrien et A. Michaudon, Conf. Européenne de Physique Nucléaire, Aix en Provence II, (1971) 22.

[Bl 68] Blons, J., C. Eggermann et A. Michaudon, C.R. Acad. Sc. Paris, 267, (1968) 901.

[Bl 75 *a*)] Blons, J., C. Mazur et D. Paya, Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 1749.

[Bl 75 *b*)] Blons, J., C. Mazur et D. Paya, Nuclear Cross Sections and Technology, Washington D.C. NBS, Washington, D.C. Special Publication n° 425 (1975) 642.

[Bl 77 *a*)] Blons, J., C. Mazur et D. Paya,, Note CEA-N-1959 (1977) 90.

[Bl 77 *b*)] Blons, J.,C. Mazur et D. Paya , 4ème Session d'Etudes, Biennale de Physique Nucléaire, La Toussuire (1977).

[Bl 78] Blons, J., C. Mazur, D. Paya, M. Ribrag et H. Weigmann, Phys. Rev. Let 41 (1978) 1282.

[Bl 80 *a*)] Blons, J., C. Mazur, D. Paya, M. Ribrag et H. Weigmann, XVIII ème Inter national Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio, Italie (1980).

[Bl 80 *b*)] Blons, J.,C. Mazur, D. Paya, M. Ribrag et H. Weigmann, Journées d'Etude sur la Fission, Alpes d'Huez (1980).

[Bl 81] Blons, J. International Winter Meeting on Nuclear Physics, Hirschegg, et Colloque International de Bad-Honnef (1981).

[BLy 80] Björnholm, S. et J.E. Lynn, Rev. Mod. Phys. 52, n° 4 (1980) 725.

[BM 75] Bohr, A. et B.R. Mottelson, Nuclear Structure, W.A. Benjamin INC, 2 (1975).

[BM 81] Budtz-Jorgensen, C. et J. Meadows, Colloque International de Bad-Honnef (1981).

[BNL 76] Rapport BNL 325, 3ème édition, Vol.II, Brookhaven National Laboratory (1976

[Bo 36] Bohr, N.,Nature 137 (1936) 344 et 351.

[Bo 56] Bohr, A., Actes de la Conférence de Genève sur l'Utilisation Pacifique de l'Energie Atomique (1955), Nations Unies, New York, 2 (1956) 220.

[Bo 81] Boldeman, J.W., D. Gogny, A.R.D. Musgrove et R.L. Walsh, Phys. Rev. C22, 2 (1980) 627.

[Bo 58] Bollinger, L.M., R.E. Coté et G.E. Thomas, Actes de la Conférence de Genève sur l'Utilisation Pacifique de l'Energie Atomique (1957), Nations Unies, New York, 15 (1958) 127.

[Bo 77] Borggreen,J., J. Pedersen, G. Sletten, R. Heffner et E. Swansson, Nucl. Phys. A279 (1977) 189.

[Bo 75] Bowman, C.D. Phys. Rev. C3 (1975) 856.

[Bo 75] Bowman, C.D., I.G. Schröder, C.E. Dick et H.E. Jackson, Phys. Rev. C12 (1975) 863.

[Br 72] Brack, M., J. Damgaard, A.S. Jensen, H.C. Pauli, V.M. Strutinsky et C.Y. Wong, Rev. Mod. Phys. 44 (1972) 320.

[Br 74] Brack, M. T. Ledergerber, H.C. Pauli et A.S. Jensen, Nucl. Phys. A234 (1974) 185.

[Br 73] Britt, H.C., M. Bolsterli, J.R. Nix and J.L. Norton, Phys. Rev. C7 (1973) 801.

[Br 78] Britt, H.C., A. Gavron, P.D. Goldstone, R. Schoenmackers, J. Weber et J. Wilhelmy,Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 1011.

[Br 80] Bruneau, B. Thèse, Université de Bordeaux (1980) n° 1567.

[BS 78] Bensussan, A., J.M. Salomé, Nucl. Instr. Meth. 155 (1978) 11.

[BW 39] Bohr, N. et J.A. Wheeler, Phys. Rev. 56 (1939) 426.

[BW 52] Blatt, J.M. et V.F. Weisskopf,Theoretical Nuclear Physics (Willey, New York) 1952.

[Ca 77] Caruana J., J.W.Boldeman et R.L. Walsh, Nucl. Phys. A285 (1977) 205.

[Co 77] Cohen-Tannoudji, C., B. Diu et F. Laloë, Mécanique Quantique, édité par Hermann, Paris (1973).

[CN 70] Cramer, J.D. et J.R. Nix, Phys. Rev. C2 (1970) 1048.

[CS 62] Cohen, S et W.J. Swiatecki, Ann Physics, 19 (1962) 67 ; 22 (1963) 406.

[CS 38] Curie, I. et P. Savitch, J. de Phys. 7, 9(1938) 355.

[De 72] Derrien, H., J. Blons, D. Paya et S. Plattard, Europhysics Study Confe on Intermediate Processes in Nuclear Reactions, Plitvice Lakes, Yougos (1972).

[DG 80] Dechargé, J. et D. Gogny, Phys. Rev. C21 (1980) 1568.

[Di 72] Dietrich, K., International Centre for theoretical Physics, Trieste (1971) IAEA Vienne (1972) 373.

[Di 77] Difilippo, F.C., R.B. Perez, G. de Saussure, D.K. Olsen et R.W. Ingle, Nucl. Sci. Eng. (1977) 153.

[EJ 65] Evans, J.E. et G.A. Jones, Communication privée à J.E. Lynn (1965).

[ES 70] Ermagambetov, S.B. et G.N. Smirenkin, Sov. J. Nucl. Phys. 11 (1970) 64

[Fa 81] Fabbro, B., J. Blons, A. Greiner, J. Julien, C. Mazur, Y. Patin, D. Pa et M. Ribrag, Colloque International de Bad-Honnef (1981).

[Fe 34] Fermi, E., Nature, 133 (1934) 898.

[FQ 84] Flocard, H., P. Quentin, D. Vautherin et A.K. Kermann, Physics and Chemistry of Fission, Rochester (1973) AIEA, Vienne 1 (1974) 221.

[Fr 39] Frisch, O., Nature, 143 (1939) 276.

[Fu 68] Fubini, A., J. Blons, A. Michaudon et D. Paya, Phys. Rev. Lett. 20 (1968) 1373.

[Ga 69] Gaï, E.V., A.V. Ignatyuk, N.S. Rabotnov et G.N. Smirenkin, Physics and Chemistry of fission, IAEA, Vienne (1969) 337.

[GC 65] Gilbert, A. et A.G.W. Cameron, Can.J. Phys. 43 (1965) 1446.

[GL 74] Groening, H. et W. Loveland, Physics and Chemistry of Fission, Rochest (1973) IAEA, Vienne, Vol. 2 (1974) 33.

[Gl 76] Glassel, P., H. Rosler et H.J. Specht, Nucl. Phys. A256 (1976) 220.

[Go 73] Gogny, D., Proc. Int. Conf. on Nuclear Physics, Munich, Eds. North Holland, Holland, Amsterdam (1973).

[Ha 77] Habs, D., V. Metag, H.J. Specht et G. Ulfert, Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 387.

[HF 52] Hauser, U et H. Feshbach, Phys. Rev. 87 (1952) 366.

[Ho 81] Holmberg, M., Rapport Interne (Research Institute of National Defense, Stockholm), non publié (1981).

[HS 38] Hahn, O et F. Strassmann, Naturwiss, 26 (1938) 755.

[HS 39] Hahn, O et F. Strassmann, Naturwiss, 11 (1939) 27.

[HS 56] Henkel, R.L. et R.K. Smith, Rapport BNL 325 édité par D.J. Hughes et J.A. Harvey (1955).

[HW 53] Hill, D.L. et J.A. Wheeler, Phys. Rev. 89 (1953) 1102.

[Ig 69] Ignatyuk, A.V., N.S. Rabotnov et G.N. Smirenkin, Phys. Lett. 29B (1969) 209.

[In 54] Inglis, D., Phys. Rev. 96 (1954) 1059.

[Ja 69] James, G.D., Nucl. Phys. A23 (1969) 24.

[Ja 77] James, G.D., J.W.T. Dabbs, J.A. Harvey, N.W. Hill et. R.H. Schlinder Phys. Rev. C15 (1977) 2083.

[Ja 72] James, G.D., J.E. Lynn et L. Earwaker, Nucl. Phys. A189 (1972) 225.

[Ja 79] James, G.D., D.B. Syme et M.C. Cooke, Harwell Nuclear Physics Progress Report, AERE PR/NP.26 (1979).

[JP 69] James, G.D. et B.H. Patrick, Physics and Chemistry of Fission, IAEA, Vienne (1969) 391.

[JR 68] James, G.D. et E.R. Rae, Nucl. Phys. A118 (1968) 313.

[JS 69] James, G.D. et G.G. Slaughter, Nucl. Phys. A139 (1969) 471.

[JL 78] Jarry, J. et Ch Lagrange, Communication privée (1978).

[Jo 39] Joliot, F., C.R. Acad. Sc. 208 (1939) 341.

[Ke 58] Ketelaar, J.A.A., Chemical constitution,par Elsevier Publishing Company, Amsterdam (1958).

[Ke 73] Keyworth, G.A., J.R. Lemley, C.E. Olsen, F.T. Seibel, J.W.T. Dabbs et N.W. Hill, Phys. Rev. C8 (1973) 2352.

[Ki 60] King, J.O. Saskatchewan Accelerator Laboratory, Rapport n° 6, communication privée (1960).

[Ko 68] Kolar, W. et K.H. Böckhoff, J. Nucl. Energy 22 (1968) 299.

[Ko 71] Kolar, W., J.P. Theobald et E. Lanzana, Z. Phys. 248 (1971) 355.

[Ko 74] Konecny , E., H.J. Specht et J. Weber, Physics and Chemistry of Fission, Rochester, (1973) IAEA, Vienne, Vol. 2 (1974) 3.

[La 62] Lamphere, R.W., Nucl. Phys. 38 (1962) 561.

[La 65] Lamphere, R.W.,Physics and Chemistry of Fission, Conférence de Salsburg IAEA, Vienne, Vol. 1 (1965) 63.

[Le 56] Leonard B.R., Actes de la Conférence de Genève sur l'Utilisation Pacif de l'Energie Atomique (1955) Nations Unies, New York, 4 (1956) 193.

[Lc 74] Le Coq, G., Communication privée (1974).

[Li 76] Lisin, S.K., L.N. Morozov, V.A. Pchelin, L.V. Chistyakov, V.A. Shigin et V.M. Shubko, Sov. J. Nucl. Phys., 24 (1976) 570.

[LL 74] Larsson, S.E. et G. Leander, Physics and Chemistry of Fission, Roche IAEA, Vienne vol 1 (1974) 177.

[LM 68] Lo Nigro, S. et C. Milone, Nucl. Phys. A118 (1968) 461.

[Lö 70] Löbner, K.E.G., M. Vetter, V. Hönig, Nucl. Data Tables A7 (1970) 495.

[LS 73] Leboeuf, J.N. et R.C. Sharma, Can. J. Phys. 51 (1973) 1148.

[Ly 66] Lynn, J.E., Nuclear Data for Reactors, IAEA, Vienne, Vol. 2 (1966) 89.

[Ly 69] Lynn, J.E., Physics and Chemistry of Fission, IAEA, Vienne (1969) 24

[Ly 71] Lynn, J.E., G.D. James et L.G. Earwaker AERE/R (1971) 6901.

[Me 79] Metag, V., Physics and Chemistry of Fission, IAEA, Vienne (1979) SM-24

[Me 77] Metag, V. et G. Sletter, Nucl. Phys. A282 (1977) 77.

[Mi 73] Michaudon, A., Advances in Nuclear Physics, Plenum Press, 6 (1973) 1.

[Mi 76] Michaudon, A., International Conference on Interactions of Neutrons with nuclei, ERDA Report, CONE - 760715-P1 (1976) 641.

[Mi 81] Michaudon, A, Neutron Interlab. Seminar, Oxford (1981) et Note CEA-N-2 (1981).

[MM 73] Mustafa, M.G., U. Mosel et H.W. Schmitt. Phys. Rev. C7 (1973) 1519.

[MN 74] Möller, P. et J.R. Nix, Physics and Chemistry of Fission, Rochester (1973) IAEA, Vienne, Vol. 1 (1974) 103.

[MN 74] Möller, P. et J.R. Nix, Nucl. Phys. A229 (1974) 269.

[MN 76] Möller, P. et J.R. Nix, Communication privée (1976).

[MNi 70] Möller, P. et S.G. Nilsson, Phys. Lett. B31 (1970) 283.

[Mo 78] Moldauer, P.A., Rapport ANL/NDM-40 (1978).

[Mö 72] Möller, P., Nucl. Phys. A192 (1972) 529.

[MS 71] Mösel, U. et H.W. Schmitt, Nucl. Phys. A165 (1971) 73 .

[MS 66] Myers, W.D. et W.J. Swiatecki, Nucl. Phys. 81 (1966) 1.

[MS 67] Myers, W.D. et W.J. Swiatecki, 1967, Ark, Fys. 36 (1967) 343.

[MS 69] Myers, W.D. et W.J. Swiatecki, Ann. Phys. (NY) 55 (1969) 395.

[MT 68] Migneco, E. et J.P. Theobald, Nucl. Phys. A112 (1968) 603.

[Mu 73] Mughabghab, S.F. et D.I. Garber, Resonances parameters, Brookhaven National Laboratory, Rep. BNL-325, Vol. 1, 3rd. (1973).

[MV 71] Muir, D.W. et L.R. Veeser, Third Conference on Nuclear Cross Sections and Technology, Knoxville, Conf. 71301, vol. 1 (1971) 292.

[MY 77] Myers, W.D. Droplet Model of Atomic Nuclei IFF/Plenum, New York (1977).

[NDS 77] Nuclear Data Sheets, 20 (1977) n° 2.

[Ni 77] Nilsson, S.G., I. Ragnarsson et R.K. Sheline, Communication privée (1977).

[Ni 69] Nilsson, S.G., C.F. Tsang, A. Sobiczewski, Z. Szymanski, S. Wycech, C. Gustafson, J. Lamm, P. Möller et B. Nilsson, Nucl. Phys. A131 (1969) 1.

[Ni 72] Nix, J.R., Ann. Rev. Sci. 22 (1972) 65.

[NW 69] Nix, J.R. et G.E. Walker, Nucl. Phys. A132 (1969) 60.

[Pa 68] Paya, D., J. Blons, H. Derrien, A. Fubini, A. Michaudon et P. Ribon, J. Phys. 29 (1968) 159.

[Pa 69] Paya, D., J. Blons, H. Derrien et A. Michaudon, Physics and Chemistry of Fission, IAEA, Vienne (1969) 307.

[Pa 80] Paya, D., Note CEA-N-2126 (1980) 158.

[Pa 80] Paya, D., Physics and Chemistry of Fission, IAEA, Vienne, Vol. 1 (1980) 207.

[PK 69] Pedersen, J. et B.D. Kuzminov, Phys. Lett. 29B (1969) 176.

[Pl 76] Plattard, S., J. Blons et D. Paya, Nucl. Sci. Eng. 61 (1976) 477..

[Pl 81] Plattard, S., G.F. Auchampaugh, N.W. Hill, G. de Saussure, J.A. Harvey et R.B. Perez, Phys. Rev. Lett. 46 (1981) 633.

[PL 71] Pauli, H.C., T. Ledergerber et M. Brack, Phys. Lett. B34 (1971) 264.

[PL 74] Pauli, H.C. et T. Ledergerber, Physics and Chemistry of Fission, Rochester, (1973) IAEA, Vienne, Vol.1 (1974) 463.

[Po 62] Polikanov, S.M., V.A. Druin, V.A. Karnauchov, V.L. Mikheev, A.A. Pleve, N.K. Skobelev, V.G. Subotin, G.M. Ter-Akapian et V.A. Fomichev, Zh. Eksp. Theor. Fis. 42 (1962) 1016.

[PS 78] Pomorski, K. et Sobiczewski, Acta Phys. Pol. B9 (1978) 61.

[PT 56] Porter, C.F. et R.G. Thomas, Phys. Rev. 104 (1956) 483.

[Ra 78] Ragnarsson, I., S.G. Nilsson et R.K. Sheline, Phys. Reports 45 (1978) 1

[Ru 74] Russo, P.A. J. Pedersen et R. Vandenbosch, Physics and Chemistry of Fission, Rochester (1973), IAEA, Vienne, Vol. 1 (1974) 271.

[Si 76] Sicre, A., Thèse, Université de Bordeaux (1980).

[Si 79] Sicre, A., F. Caïtucoli, G. Barreau, T.P. Doan, T. Benfoughal et B. Le
Physics and Chemistry of Fission, IAEA, Vienne, Vol. 1 (1980) 187.

[Si 73] Silbert, M.G. et J.R. Berreth, Nucl. Sci. Eng. 52 (1973) 187.

[Sk 56] Skyrme, T.H.R., Phil. Mag. 1 (1956) 1043.

[Sk 59] Skyrme, T.H.R., Nucl. Phys. 9 (1959) 615.

[SL 75] Sharma, R.C. et J.N. Leboeuf, Can. J. Phys. 53 (1975) 2645.

[SL 76] Sharma, R.C. et J.N. Leboeuf, Phys. Rev. C14 (1976) 2340.

[So 73] Sobiczewski A., S. Björnholm et K. Pomorski, Nucl. Phys. A202 (1973) 27

[Sp 74] Specht, H.J. , Review of Modern Physics, Vol. 46 n° 4 (1974).

[Sp 72] Specht, H.J., J. Weber, F. Konecny et D. Heunemann, Phys. Lett. 41B (1972) 43.

[SS 76] Smith, J.R. et W.E. Stein, Evaluation 1973, BNL 325, 3ème édit., édité par D.I. Garber et R.R. Kinsey, Brookhaven National Laboratory (1

[St 67] Strutinsky, V.M., Nucl. Phys. A95 (1967) 420.

[St 68] Strutinsky, V.M., Nucl. Phys. A122 (1968) 1.

[St 69] Strutinsky, V.M. et H.C. Pauli, Physics and Chemistry of Fission, IAEA Vienne (1969) 155.

[Sw 55] Swiatecki, W.J., Phys. Rev. 100 (1955) 937.

[Sy 79] Syme, D.B., Neutron Interlab. Seminar, Paris (1979), non publié.

[UL 79] Ulfert, G. V. Metag, D. Habs et H.J. Specht, Phys. Rev. Lett. 42(1979).

[Va 79] Vasiliu, G. et al. INDC (RUM)-10, International Data Committee (1979).

[VM 81] Veeser, L.R. et D.V. Muir, Rapport LA-UR 1589 (1981) et Phys. Rev. C24 (1981) 1540.

[Vo 67] Vorotnikov, P.E., S.M. Subrovina, G.A. Otroshenko et V.A. Shigin, Sov. J. of Nucl. Phys. 5 (1967) 207.

[Wa 75] Wartena, J.A., H. Weigmann, Nuclear Cross Sections and Technology, Washington (1975) 425.

[We 35] Weizsäcker, C.F., Z. Phys. 96 (1935) 431.

[We 76] Weber, J., H.C. Britt, A. Gavron, E. Konecny et J.B. Wilhelmy, Phys. Rev. C13 (1976) 2413.

[Wh 63] Wheeler, J.A., Fast Neutron Physics, édité par J.B. Marion et J.L. Fowler New York, Vol. 2 (1963) 2051.

[Wi 59] Wigner, E.P., Group Theory Academic Press, New York (1959).

[WT 72] Weigmann, H., J.P. Theobald, Nucl. Phys. A187 (1972) 305.

[Yu 71] Yuen, G., G.T. Rizzo, A.N. Behkami et J.R. Huiznega, Nucl. Phys. A171 (1971) 614.